



Modélisation des exoplanètes et de leur étoile hôte

Mathieu Havel

► To cite this version:

Mathieu Havel. Modélisation des exoplanètes et de leur étoile hôte. Planétologie et astrophysique de la terre [astro-ph.EP]. Université Nice Sophia Antipolis, 2011. Français. NNT: . tel-00778183

HAL Id: tel-00778183

<https://theses.hal.science/tel-00778183>

Submitted on 18 Jan 2013

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

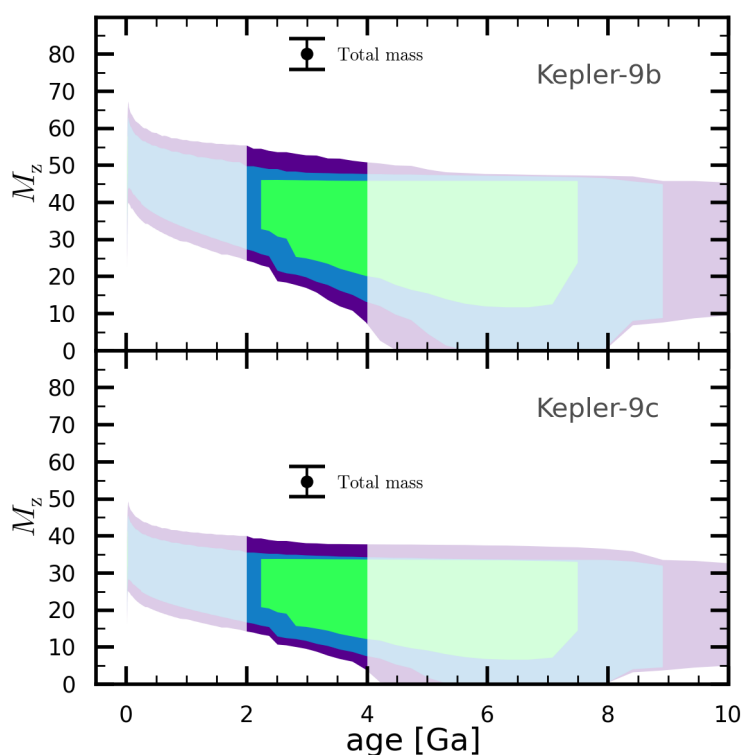
L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ DE NICE SOPHIA ANTIPOLIS – OBSERVATOIRE DE LA CÔTE D’AZUR
École Doctorale des Sciences Fondamentales et Appliquées

THÈSE de DOCTORAT
spécialité SCIENCES de l’UNIVERS
de

Mathieu HAVEL

Modélisation des exoplanètes et de leur étoile hôte



sous la direction de : Tristan GUILLOT

soutenue le 24 Juin 2011 à l’Observatoire de la Côte d’Azur
devant le jury composé de :

Pr. D. SASSELOV	Université de Harvard (USA)	Rapporteur
Pr. L. GIRARDI	INAF - Observatoire de Padoue (Italie)	Rapporteur
Dr. C. MOUTOU	Université de Marseille, OAMP	Examinatrice
Dr. F. SELSIS	Observatoire de Bordeaux	Examineur
Dr. F. THÉVENIN	Observatoire de la Côte d’Azur	Examineur
Dr. A. MORBIDELLI	Observatoire de la Côte d’Azur	Examineur
Dr. T. GUILLOT	Observatoire de la Côte d’Azur	Directeur de thèse

Table des matières

Table des matières	3
Table des figures	5
Liste des tableaux	7
1 Introduction	9
2 Physique stellaire et planétaire	13
2.1 Évolution stellaire	13
2.1.1 Formation stellaire	13
2.1.2 Structure et évolution stellaire	16
2.1.3 Diagramme HR	18
2.1.4 Datation	20
2.2 Évolution planétaire	22
2.2.1 Physique des planètes géantes	22
2.2.2 Généralités et modèle semi-analytique	25
2.2.3 Planète irradiée	27
2.3 Physique des transits planétaires	28
3 SET : Stars and Exoplanets modelling Tool	33
3.1 Modèles d'évolution stellaire	33
3.1.1 CESAM et les autres codes d'évolution stellaire	34
3.1.2 Comparaison des modèles	38
3.2 Modèles d'évolution planétaire	50
3.2.1 CEPAM	50
3.2.2 Anomalies de rayon	52
3.2.3 Corrélations	54
3.3 SET : principe et architecture	56
3.3.1 Implémentation SET	56
3.3.2 Principe d'analyse	58
3.3.3 Avantages	59
3.3.4 Interface web	60
4 Applications aux planètes en transits	63
4.1 Introduction	63
4.2 CoRoT-2	63
4.2.1 Introduction	63
4.2.2 Article Guillot et Havel 2011	64
4.3 CoRoT-9	80
4.3.1 Introduction	80
4.3.2 Article Deeg et al. 2010	80
4.4 Autres systèmes	85

4.5	Une première analyse homogène	93
4.5.1	Introduction	93
4.5.2	Validations SET	93
4.5.3	Application au cas HAT-P-2	93
4.5.4	Étude de l'influence de $[Fe/H]_{\star}$ sur l'anomalie de rayon planétaire	95
5	Les systèmes avec plusieurs planètes en transit	97
5.1	Introduction	97
5.2	Kepler-9 (article Havel et al. 2011)	97
6	Conclusion	109
6.1	Une période riche en découvertes	109
6.2	Un besoin d'analyse et de compréhension des observations	109
6.3	Une réponse proposée	110
6.4	Des résultats obtenus	110
6.5	Des perspectives à venir	111
A	Notations	113
B	Modèles stellaires : comparaison	115
C	Étude homogène de systèmes en transit	121
C.1	HAT	125
C.2	HD	127
C.3	OGLE	129
C.4	TrES	131
C.5	WASP	133
C.6	XO	133
D	Articles liés à cette thèse	135
	Bibliographie	137
	Remerciements	145

Table des figures

1.1	Nombre d'exoplanètes découvertes	10
1.2	Diagramme Masse-Rayon des exoplanètes	10
1.3	Candidats KEPLER	11
2.1	Étapes de la formation stellaire	14
2.2	Diagramme HR des étoiles hôtes	19
2.3	Diagramme HR	21
2.4	Corrélation $P_{\text{rot}} - T_{\text{eff}}$	23
2.5	Modèles d'intérieur des planètes géantes du système solaire	26
2.6	Transits et occultations	29
3.1	Évolution de la métallicité atmosphérique (CESAM)	35
3.2	Tracés évolutifs dans le plan $T_{\text{eff}} - L_{\star}$	39
3.3	Tracés évolutifs dans le plan $T_{\text{eff}} - \rho_{\star}$	40
3.4	Tracés évolutifs dans le plan $T_{\text{eff}} - g_{\star}$	41
3.5	Tracés évolutifs dans le plan $T_{\text{eff}} - R_{\star}$	41
3.6	Tracés évolutifs dans le plan $T_{\text{eff}} - L_{\star}$ (faibles masses)	42
3.7	Tracés évolutifs dans le plan $T_{\text{eff}} - \rho_{\star}$ (faibles masses)	43
3.8	Tracés évolutifs dans le plan $T_{\text{eff}} - R_{\star}$ (faibles masses)	44
3.9	Comparaison des modèles stellaires dans le diagramme Masse-Rayon	45
3.10	Comparaison des modèles d'évolution stellaire : résumé	46
3.11	Comparaison des modèles d'évolution stellaire : résumé (R_p)	47
3.12	Effets systématiques de la modélisation stellaire	49
3.13	Diagramme Masse-Rayon pour les planètes	53
3.14	Anomalie de rayon des exoplanètes	53
3.15	Anomalie de rayon relative vs. métallicité de l'étoile hôte	54
3.16	Anomalie de rayon relative vs. température d'équilibre	55
3.17	Vue schématique de l'analyse d'un système	58
4.1	CoRoT-8	85
4.2	CoRoT-10	86
4.3	CoRoT-11	86
4.4	CoRoT-12	87
4.5	CoRoT-13	87
4.6	CoRoT-14	88
4.7	CoRoT-15	88
4.8	CoRoT-16	89
4.9	CoRoT-17	90
4.10	CoRoT-18	91
4.11	KOI-423	92
4.12	HAT-P-2	94
4.13	HAT-P-2 : naine brune ou planète ?	94

4.14 Anomalie de rayon : test stellaire	95
6.1 Astérosismologie	112
C.1 HAT-P-1	125
C.2 HAT-P-4	125
C.3 HAT-P-6	125
C.4 HAT-P-7	126
C.5 HD17156	127
C.6 HD80606	127
C.7 HD149026	127
C.8 HD189733	128
C.9 HD209458	128
C.10 OGLE-TR-10	129
C.11 OGLE-TR-56	129
C.12 OGLE-TR-111	129
C.13 OGLE-TR-113	130
C.14 OGLE-TR-132	130
C.15 OGLE-TR-182	130
C.16 TrES-1	131
C.17 TrES-2	131
C.18 TrES-3	131
C.19 TrES-4	132
C.20 WASP-33	133
C.21 XO-1	133
C.22 XO-2	134

Liste des tableaux

3.1	Codes d'évolution stellaire	37
3.2	Recommandations pour l'utilisation des modèles stellaires	48
B.1	Comparaison des modèles d'évolution stellaire	115
C.1	Références de l'analyse homogène des systèmes en transit.	122
C.2	Paramètres stellaires et planétaires de 23 systèmes : $t > 500$ Ma	123
C.3	Paramètres stellaires et planétaires de 23 systèmes : $50 \leq t \leq 500$ Ma	124

1

Introduction

Le 20^e siècle a été marqué par l’exploration du système solaire, avec notamment de nombreuses missions spatiales qui ont révélé la diversité et la complexité des planètes. Les exoplanètes (*c.-à-d.* les planètes en dehors de notre système solaire) ont cependant toujours fasciné le monde car elles sont, d’une part intimement liées à la question de la vie “extra-terrestre” (*c.-à-d.* ailleurs que sur Terre), et d’autre part font partie des briques essentielles du laboratoire astronomique formé par notre proche voisinage galactique. Bien que la réflexion sur l’existence d’êtres vivants remonte à longtemps, ce ne fut qu’en 1995 ([Mayor & Queloz 1995](#)) qu’on a découvert la première planète extrasolaire en orbite autour d’une étoile de type solaire (*c.-à-d.* encore au stade de fusion de l’hydrogène en son centre). Celle-ci fut découverte par la méthode des vitesses radiales, qui consiste en la mesure du décalage des raies d’absorption du spectre de l’étoile dû à la présence d’une planète en orbite (effet Doppler-Fizeau). Malheureusement cette méthode ne permet pas d’avoir le rayon de la planète, et ne fournit qu’une limite supérieure pour la masse (l’inclinaison de l’orbite n’étant pas connue).

En complément, il faut se tourner vers une autre méthode de détection pour d’obtenir toutes les informations (manquantes) nécessaires à la caractérisation complète d’une planète : les transits. Dans ce cas, la planète passe entre nous et son étoile hôte, et induit donc une baisse mesurable du flux observé qui nous fournit des informations sur le rapport des rayons des deux corps, la distance relative (par rapport au rayon de l’étoile), et l’inclinaison de l’orbite. En conjonction avec la méthode des vitesses radiales, on est donc à même de connaître la masse exacte de la planète ainsi que son rayon pour peu qu’on réussisse à déterminer celui de l’objet central. Pour réussir cela, on a donc besoin de modèles stellaires, qui à partir de contraintes physiques primaires observables (température effective de l’étoile, densité stellaire...) vont nous fournir les paramètres manquants tel que la masse et le rayon de l’étoile hôte. On en déduira alors le rayon de la planète.

Avec ces deux méthodes (il en existe d’autres, mais elles restent marginales quand on regarde la fraction d’exoplanètes découvertes dont elles sont à l’origine), au 11 décembre 2012, cela fait 516 exoplanètes connues (sur 548), dont 128 sont en transit (voir [figure 1.1](#)).

Mais avec l’avènement des missions spatiales CoRoT et Kepler une nouvelle frontière a été franchie. CoRoT a permis de caractériser avec une grande précision des planètes autour d’étoiles même actives et de découvrir CoRoT-7b, première planète ‘rocheuse’ (par sa taille) en transit ([Léger et al. 2009](#); [Queloz et al. 2009](#)). Kepler a d’autre part annoncé la découverte d’une autre super-Terre ‘rocheuse’, Kepler-10b ([Batalha et al. 2011](#)), de systèmes en transit multiple (*p. ex.* [Holman et al. 2010](#)), mais surtout de plus de 1200 candidats planétaires, de nombreux étant de petites tailles ([Borucki et al. 2011](#)). Cette annonce a totalement bouleversé l’image que l’on avait jusqu’alors des exoplanètes (statistiques, corrélations, distributions, nombres, caractéristiques ...). Une grande diversité a été découverte, et de nouvelles questions ont émergées : pourquoi certaines planètes semblent trop grandes par rapport à ce que les modèles théoriques prédisent ? comment quelques planètes réussissent-elles à

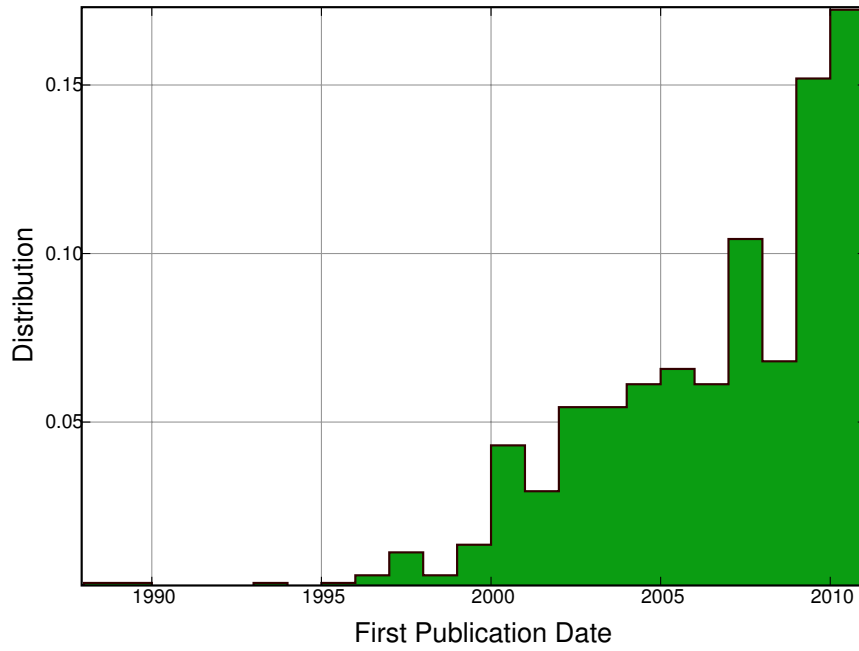


FIGURE 1.1 – Progression du nombre d'exoplanètes découvertes. Figure issue de <http://exoplanets.org>.

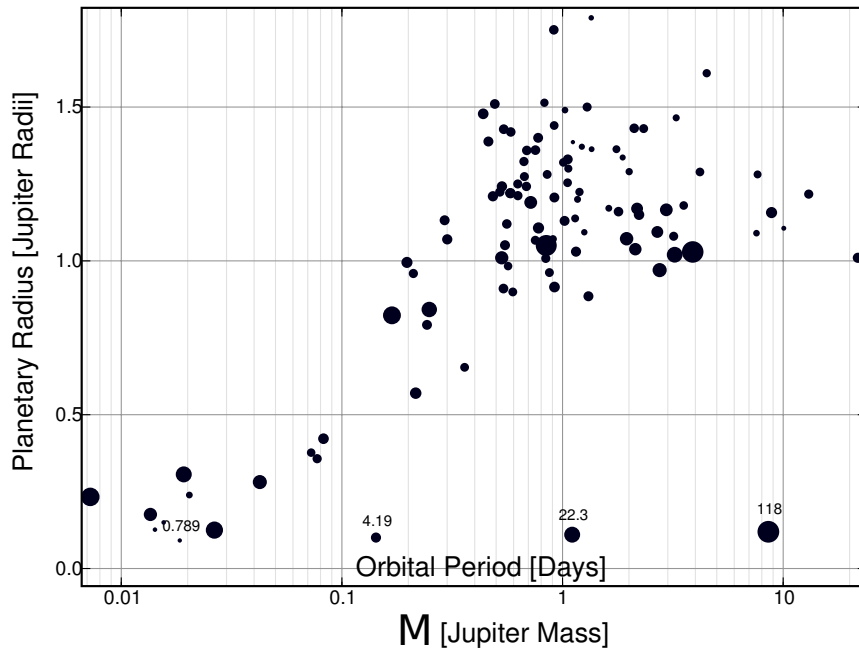


FIGURE 1.2 – Diagramme Masse-Rayon des exoplanètes en transit. Figure issue de <http://exoplanets.org>.

accumuler autant d'éléments lourds ?

Ainsi, on a découvert de nombreuses planètes en une quinzaine d'années, de nature et avec des propriétés parfois très différentes. Cela va de planètes de $\sim 2.3 M_{\oplus}$ (Lissauer *et al.* 2011) à plusieurs masses de Jupiter (voir figure 1.2). En outre, il devient clair que la transition entre les planètes de type Jupiter et les naines brunes s'étend sur un intervalle de masse de l'ordre de quelques masses de Jupiter, rendant donc la frontière entre les deux ambiguë. On

pourrait probablement faire le même constat en ce qui concerne les planètes de type rocheux et les planètes dominées par une épaisse atmosphère. Le 21^e siècle est donc déjà marqué par des découvertes étonnantes et instructives.

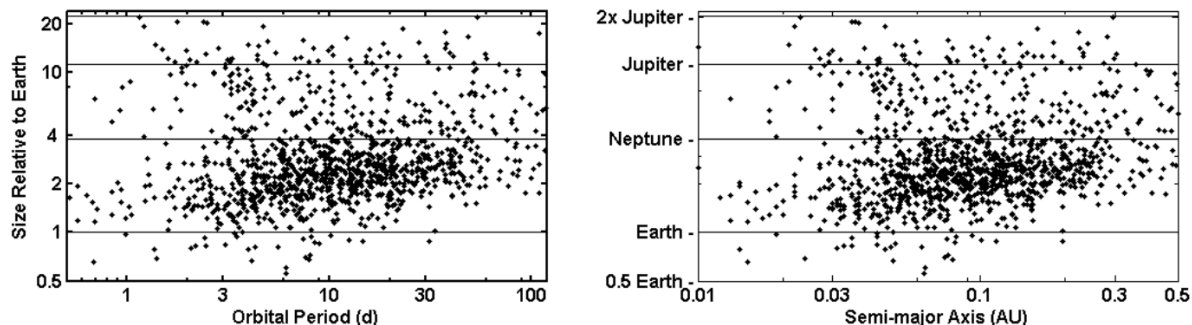


FIGURE 1.3 – Les 1200+ candidats en transit Kepler. Figure issue de (Borucki *et al.* 2011).

Pour essayer de comprendre ces découvertes, et essayer de concilier toutes ces observations avec la physique et les processus de formation en tirant des informations ainsi que des contraintes pour les modèles d'évolution stellaires et planétaires, il est nécessaire d'avoir une méthodologie et des outils fiables, robustes et performants. Le travail est colossal et de longue haleine, mais la communauté de planétologie est en effervescence et se sent prête à relever le défi. C'est l'unique chemin pour comprendre d'où l'on vient (formation) et où l'on va (évolution).

Ma thèse s'est inscrite dans ce contexte, avec pour objectif de mieux caractériser ces autres mondes, et en particulier les planètes géantes définies par leur atmosphère d'hydrogène et d'hélium¹. J'ai consacré une partie très importante de mon étude à la modélisation stellaire, car l'influence de l'étoile est partout dans les observations, les données, et les observables. Les exoplanètes font partie de systèmes, et en tant que telles ne peuvent être étudiées isolément, d'autant plus que l'étoile concentre l'écrasante majorité de la masse et de l'information disponible (*p. ex.* luminosité, mouvement). Je commence donc dans ce manuscrit (chapitre 2) par décrire la physique stellaire, en démarrant à la phase de formation des étoiles, et en s'intéressant plus particulièrement à la phase dite de séquence principale au cours de laquelle les étoiles brûlent leur hydrogène et passent la plus grande partie de leur vie. En effet, la majorité des exoplanètes sont découvertes autour d'étoiles jeunes ou sur la séquence principale plutôt qu'autour d'étoiles en fin de vie. Ma contribution à la communauté a été de comparer de manière extensive plusieurs modèles d'évolution afin d'estimer les erreurs intrinsèques et systématiques, souvent négligées ou oubliées quand on caractérise une planète et son étoile. Une telle comparaison est essentielle pour appréhender les effets de certains paramètres/théories physiques sur la détermination des caractéristiques du système.

En faisant cela, le besoin s'est fait ressentir d'un outil capable de gérer plusieurs modèles d'évolution stellaire et planétaire pour faire l'analyse des systèmes étoiles-exoplanètes de manière homogène, rapide (le nombre de systèmes à étudier est maintenant si grand qu'il faut avoir des outils ayant la capacité de faire des analyses très rapides), et robuste (la méthode doit être éprouvée, testée et validée pour aspirer à extraire le maximum de nos observations). J'ai donc créé un code, SET², qui puisse faire tout cela. Je décris dans le chapitre 3 le code que j'ai créé, les modèles qu'il exploite et les résultats qu'il permet d'étudier (comparaison

1. Les planètes de type Jupiter sont dominées par une enveloppe d'hydrogène et d'hélium, tandis que les planètes de type Neptune ont leur enveloppe composée majoritairement d'éléments lourds.

2. Stars and Exoplanets modelling Tool

des modèles, estimation des erreurs).

Des applications concrètes de mon travail sont présentées dans le [chapitre 4](#). En particulier j’ai beaucoup été impliqué dans la modélisation des systèmes CoRoT, et plus précisément dans la détermination de la composition des planètes. Je détaille donc tout au long de ce document le travail que j’ai accompli pour pouvoir modéliser une planète, en s’appuyant sur la physique planétaire ([sous-section 2.2.1](#)), et la connaissance des paramètres stellaires et planétaires ([section 2.3](#)). Les résultats importants sont présentés avec les articles associés, ce qui inclut l’étude du système CoRoT-2 dont l’étoile est active et la planète de taille très grande ([section 4.2](#)), et le système CoRoT-9 dont la planète, modélisée par mes soins, est une clef importante pour la validation des modèles planétaires théoriques ([section 4.3](#)). Je présente aussi une première analyse homogène des exoplanètes dans la [section 4.5](#).

Enfin, je détaille dans la dernière partie de ma thèse, le travail que nous avons effectué sur le premier système avec de multiples planètes en transit, Kepler-9 ([section 5.2](#)). En tirant avantage de SET et du fait que les planètes orbitent la même étoile, nous avons contraint pour la première fois la composition relative de deux exoplanètes. Ceci contraint de manière significative l’histoire du système. L’étude détaillée de Kepler-9 devrait nous en apprendre beaucoup plus sur la formation planétaire dans son ensemble.

2

Physique stellaire et planétaire

Tout mon travail de thèse se base sur les modèles d'évolution stellaire et planétaire. Il est donc crucial d'avoir une compréhension globale des phénomènes physiques qui s'y rapportent. Dans ce chapitre, je vais décrire les évolutions des étoiles et des planètes en rappelant les équations qui les régissent, puis je vais présenter les équations des transits planétaires.

2.1 Évolution stellaire

Dans les systèmes exo-planétaires comme dans notre système, ce sont les étoiles centrales qui concentrent la majeure partie de la masse et de la luminosité. Cela fait donc d'elles les objets pour lesquels on a le plus d'informations. Toute donnée concernant les planètes est donc reliée d'une manière ou d'une autre aux paramètres de l'étoile hôte. Le nombre d'observables étant limité, il est nécessaire de modéliser l'étoile pour obtenir tous ses paramètres fondamentaux. La qualité de cette modélisation est donc cruciale pour avoir les contraintes les plus précises possible sur la (ou les) planète(s). Dans ce qui suit, je décris donc l'évolution d'une étoile, en mettant l'accent sur les points particuliers pour mon travail.

2.1.1 Formation stellaire

La compréhension de la genèse des étoiles et de leur système planétaire nous renseigne sur l'histoire du système solaire, et sur la chimie primitive qui eut lieu lors de la formation de la Terre et de l'apparition de la vie. D'après les observations et les modèles théoriques, les étoiles se forment en groupe suite à la contraction gravitationnelle d'un nuage moléculaire qui se fragmente en plusieurs noyaux. Ces derniers s'effondrent en leur centre de l'extérieur vers l'intérieur en formant une protoétoile entourée d'une enveloppe et d'un disque d'accrétion (voir [figure 2.1](#)). C'est dans ce dernier que les planètes se forment, avant que celui-ci ne disparaisse sur une échelle de temps de l'ordre de quelques millions d'années.

Protoétoile

La naissance des étoiles se fait au sein de nuages moléculaires géants. Ces structures ont des masses comprises entre 10^5 et $\sim 5 \times 10^6 M_\odot$, des tailles allant de 10 à 60 pc, des densités pouvant être supérieures à $10^9 \text{ part. cm}^{-3}$, et des températures de l'ordre de 10 à 50 K. À l'intérieur de ces nuages peuvent se former des molécules relativement complexes, telles que HC_3N , CH_3OH , ..., mais du fait de l'opacité très élevée et de températures très basses, on ne peut observer les premières phases de formation que dans le domaine radio, millimétrique et infrarouge moyen. Il est nécessaire de se rappeler que nous nous intéressons tout particulièrement aux étoiles qui vont avoir des planètes. La très grande majorité des planètes découvertes aujourd'hui ont une étoile centrale de masse inférieure à $3 M_\odot$ (95% ont $M_\star \lesssim 2 M_\odot$). Cela laisse penser, d'après les scénarios de formation stellaire, que ces étoiles

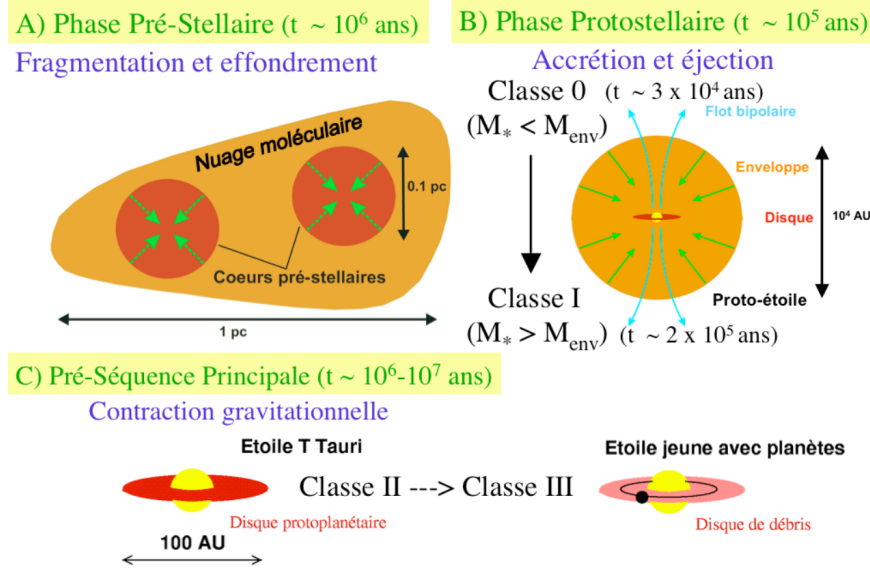


FIGURE 2.1 – Les étapes principales de la formation stellaire. Figure issue de [Shu et al. \(1987\)](#), modifiée par T. Guillot.

sont nées en relative isolation, dans des nuages moins denses que ceux donnant naissance aux étoiles massives. On peut résumer la formation stellaire en quatre phases ([Quirrenbach 2006](#)) :

- un noyau pré-stellaire à faible rotation se forme en perdant son support magnétique et turbulent,
- le noyau s’effondre de l’intérieur : une protoétoile centrale et un disque se forment au milieu d’une enveloppe massive de gaz et de poussières. La luminosité de la protoétoile est définie par son taux d’accrétion,
- le deutérium démarre sa combustion dans la région centrale, laquelle devient alors convective. Un vent stellaire se développe, principalement perpendiculaire au disque (phase de flux bipolaire),
- les matériaux sont plutôt accrétés sur le disque que sur l’étoile. Les angles d’ouverture des vents s’élargissent et soufflent le gaz environnant. C’est la phase T-Tauri, dans laquelle l’étoile de la pré-séquence principale (PMS) est entourée par un disque protoplanétaire.

Ces deux dernières étapes correspondent à quatre classes distinctes d’objets observés, décrites dans la [figure 2.1](#).

Comparativement, les protoétoiles sont plus grandes que les étoiles de même masse sur la séquence principale (MS), avec des rayons pouvant être jusqu’à 10 fois supérieurs ([Stahler & Palla 2005](#)). Dans cette phase, la protoétoile accrète le gaz et la poussière autour d’elle, et donc au fur et à mesure qu’elle devient plus massive, elle devient aussi plus chaude et lumineuse :

$$L_* \approx \frac{GM_* \dot{M}}{R_*} \quad (2.1)$$

où L_* est la luminosité stellaire, M_* la masse, R_* le rayon, G la constante de gravitation, et \dot{M} le taux d’accrétion de masse. Quand la pression de radiation ou les vents générés par la jeune étoile deviennent suffisamment importants, l’accrétion cesse. L’étoile est alors âgée de 0.1 à ~ 1 Ma. Ainsi, d’un point de vue théorique, on définit la ligne de naissance (*birthline*) dans le diagramme de Hertzsprung-Russell (HR) comme étant le lieu où ces étoiles ont un

rayon aussi grand que celui de la protoétoile. Par ailleurs, puisque la luminosité des étoiles sur la PMS obéit à la loi de Stefan-Boltzmann

$$L_{\star} = 4 \pi R_{\star}^2 \sigma_B T_{\text{eff}}^4 \quad (2.2)$$

et que $T_{\text{eff,PMS}} < T_{\text{eff,MS}}$, on estime donc que celle-ci ne peut être supérieure à environ plus de 100 fois la luminosité sur le début de la séquence principale (*Zero-Age Main Sequence*, ou ZAMS).

Pré-séquence principale (PMS)

La phase de pré-séquence principale (*Pre Main Sequence*, PMS) de l'évolution stellaire marque à la fois une fin et un début. D'abord cela représente les derniers moments de la jeunesse de l'étoile, avant que les réactions thermonucléaires ne s'allument. Mais c'est aussi les premiers instants où l'étoile peut librement irradier car elle n'est plus enveloppée dans un nuage de poussières opaques. Ce type d'objets est donc relativement facilement observable par les moyens conventionnels.

Parce que ces objets sont gravitationnellement liés, leur énergie totale E_{tot} est négative, et le devient de plus en plus en fonction du temps. Le théorème du Viriel nous dit par ailleurs que l'énergie thermique vaut alors $E_{\text{th}} = -E_{\text{tot}}$. Une étoile PMS est donc un objet avec une capacité de chaleur négative, pour lequel la température croît en conséquence de la perte de chaleur.

La perte de chaleur par radiation force l'étoile à se contracter avec un temps caractéristique donné par la relation de Kelvin-Helmholtz ([Stahler & Palla 2005](#)) :

$$t_{\text{KH}} = \frac{E_g}{L_{\star}} \approx \frac{G M_{\star}^2}{R_{\star} L_{\star}} \quad (2.3)$$

où E_g est l'énergie gravitationnelle. t_{KH} mesure la durée maximale pendant laquelle un objet peut rayonner par simple contraction gravitationnelle. Donc plus une étoile est massive, moins elle va passer de temps sur la PMS. Les étoiles ayant une PMS après la *birthline* (*c.-à-d.* après être devenue visible) ont une masse $M_{\star} \lesssim 8 M_{\odot}$. Au-delà, l'étoile est déjà sur la MS quand elle est révélée optiquement. Une fois arrivée sur la séquence principale (*Main Sequence*, MS), l'étoile va développer des vents stellaires qui vont expulser le gaz du disque et ainsi empêcher la formation de planète. Pendant la PMS, la contraction de l'étoile obéit alors à l'équation

$$\frac{dR_{\star}}{dt} = -n_1 \frac{R_{\star}}{t_{\text{KH}}} \quad (2.4)$$

où n_1 est une constante positive sans dimension de l'ordre de l'unité. L'évolution est quasi-statique, ce qui signifie que les changements de pression pour contre-balancer la contraction se font sur un temps beaucoup plus petit, le temps de parcours du son t_s , que l'échelle de temps caractéristique de contraction gravitationnelle : $t_{\text{KH}} \gg t_s \equiv R_{\star}/v_s$, où v_s est la vitesse moyenne du son donnée par

$$v_s = \sqrt{\frac{\gamma \mathcal{R} T}{\mu}} = \sqrt{\frac{\gamma G M_{\star}}{3 R_{\star}}} \quad (2.5)$$

où μ est le poids moléculaire, $\gamma = C_p/C_v$ le coefficient adiabatique, et \mathcal{R} la constante spécifique du gaz. t_s est de l'ordre de l'heure, tandis que t_{KH} est de l'ordre du million d'années. On peut donc simuler l'évolution d'une étoile sur la PMS en résolvant les équations de la structure interne présentées ci-après ([sous-section 2.1.2](#)).

À ce stade de l'évolution, l'étoile est complètement convective et évolue vers la séquence principale (MS) le long d'un chemin quasiment vertical (*c.-à-d.* à température constante) dans le diagramme HR : c'est le chemin d'Hayashi (Hayashi 1961). En utilisant la loi de Stefan-Boltzmann, on en déduit alors :

$$\frac{L_{\star}}{dt} = -2n_1 \frac{L_{\star}}{t_{\text{KH}}} \quad (2.6)$$

Bien que ces étoiles ne fassent plus partie du nuage initial, la plupart d'entre elles gardent un disque de gaz circumstellaire jusqu'à un âge de quelques millions d'années ($\lesssim 10$ Ma), dans lequel vont se former les planètes.

2.1.2 Structure et évolution stellaire

L'étoile arrive maintenant sur la MS, où elle va passer la plupart de sa vie. Elle va donc commencer à enclencher les réactions thermonucléaires en son cœur, là où la température est de quelques millions de degrés. L'évolution d'une étoile possède une structure qui est principalement régie par quatre équations (*p. ex.* Reid & Hawley 2005). En premier lieu, l'équation de continuité de masse :

$$\frac{dM(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r) \quad (2.7)$$

où r est la variable radiale, $M(r)$ est la distribution de masse, et $\rho(r)$ la distribution de densité. La seconde équation est celle de l'équilibre hydrostatique, la force de gravité contrebalançant la pression interne :

$$\frac{dP(r)}{dr} = -\frac{GM(r)}{r^2} \rho(r) = -g(r) \rho(r) \quad (2.8)$$

où $P(r)$ est la distribution de pression, et $g(r)$ la gravité. La troisième, c'est l'équation de l'équilibre thermique entre l'énergie produite par les réactions thermonucléaires et la perte d'énergie due aux radiations :

$$\frac{dL(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r) \left(\dot{\epsilon}(r) - T \frac{\partial S}{\partial t} \right) \quad (2.9)$$

où $L(r)$ est la luminosité, $\dot{\epsilon}(r)$ le taux de production d'énergie, et S l'entropie spécifique par unité de masse.

Finalement, la quatrième équation décrit la distribution de la température en fonction du rayon de l'étoile. Elle est donc reliée au mode de transport interne de l'énergie (conduction, convection, radiation). La conduction ne joue pas un rôle important tant que la densité du milieu considéré n'est pas très élevée. Ce sera généralement le cas pour les étoiles des systèmes planétaires observés. La convection est en revanche le mécanisme le plus important pour le transport d'énergie dans une étoile. Les équations du transport d'énergie sont données par :

$$\frac{dT(r)}{dr} = \frac{-3}{4a_r c} \frac{\kappa}{T^3} F(r) \quad (2.10)$$

pour le transport radiatif, et :

$$\frac{dT(r)}{dr} = \left(1 - \frac{1}{\gamma} \right) \frac{T}{P} \frac{dP}{dr} \quad (2.11)$$

pour le transport convectif, où a_r est la constante de radiation, c est la vitesse de la lumière, κ est l'opacité, γ est le ratio des chaleurs spécifiques C_p/C_v , et $F(r)$ est le flux en fonction du rayon r . On a bien évidemment :

$$F(r) = \frac{L(r)}{4\pi r^2} \quad (2.12)$$

En plus de ces quatre équations d'équilibre, nous avons besoin de relations définissant trois paramètres de la structure stellaire. D'abord la pression, décrite par l'équation d'état (EOS) :

$$P = P(T, \rho, X_i) \quad (2.13)$$

où X_i est la fraction de masse de l'élément chimique i ; la production d'énergie :

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}(T, \rho, X_i) \quad (2.14)$$

et l'équation pour l'opacité :

$$\kappa = \kappa(T, \rho, X_i) \quad (2.15)$$

Enfin, ces équations sont résolues en utilisant quatre conditions aux limites :

$$\begin{aligned} M(r) &= 0 \text{ à } r = 0 & P(r) &= 0 \text{ à } r = R_\star \\ L(r) &= 0 \text{ à } r = 0 & T(r) &= 0 \text{ à } r = R_\star \end{aligned}$$

où R_\star est le rayon de l'étoile.

Production d'énergie

La première source d'énergie d'une étoile de faible ou moyenne masse ($\lesssim 5 M_\star$) sont les réactions thermonucléaires qui prennent place dans le cœur. Au fur et à mesure que l'étoile se contracte, la température et la densité centrales augmentent. Quand la température du cœur dépasse $\sim 3 \times 10^6$ K, la fusion de l'hydrogène commence, dont le résultat net est la conversion de quatre atome ^1H en un atome ^4He . Cette conversion peut s'effectuer par deux séries de réactions : la chaîne proton-proton (P-P), et le cycle CNO. La première réaction est de loin la source dominante d'énergie. Ensuite suivent d'autres réactions utilisant les produits des réactions précédentes qui permettent de produire du ^7Be , du ^7Li , et du ^8B .

Ma thèse n'ayant pas abordé cet aspect important de la physique stellaire, je ne la détaillerai pas plus. Pour plus d'informations, le lecteur peut lire (Clayton 1984).

Convection

L'énergie produite dans le cœur doit être transportée à la surface pour être libérée sous forme de radiations. La convection, processus important pour déterminer la structure interne de l'étoile, est la réponse (par un déplacement) d'un petit élément de volume à la présence d'un gradient de température, et ce sans changement dans le bilan de chaleur (transformation adiabatique). Cet élément s'étend ou se contracte pour compenser le changement en pression. Pour une expansion adiabatique, on a :

$$P = K \rho^\gamma \quad (2.16)$$

K étant une constante, ρ la densité, et γ le coefficient adiabatique. La condition de stabilité s'écrit alors :

$$\left(\frac{P + dP}{K} \right)^{\frac{1}{\gamma}} > \rho + d\rho \quad (2.17)$$

où P est la pression ; cette condition se réécrit encore :

$$\frac{1}{\gamma} \frac{1}{P} \frac{dP}{dr} > \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dr} \quad (2.18)$$

Si on suppose que la loi des gaz parfaits est valide ($P = NkT$), alors le petit élément de volume est stable si :

$$\Delta \nabla = \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) \frac{T}{P} \frac{dP}{dr} - \frac{dT}{dr} < 0 \quad (2.19)$$

ce qui peut se réécrire comme :

$$\left| \frac{dT}{dr} \right| \propto F \kappa < \frac{g}{C_P} \quad (2.20)$$

où $\frac{dT}{dr}$ est le gradient de température, F le flux, g la gravité, et κ l'opacité. Ainsi, un système va initier la convection si le flux est suffisamment grand, ou si la gravité est faible, ou si l'opacité est grande, ou encore si C_P est grand.

Dans les modèles numériques, la convection est généralement traitée en utilisant l'approximation de la longueur de mélange (Böhm-Vitense 1958)¹ où chaque élément de masse participant dans le mouvement de convection est supposé se déplacer adiabatiquement sur une distance l avant de parvenir à l'équilibre thermique. La longueur de mélange l est exprimée en fonction de l'échelle de hauteur de pression H_p , avec $\alpha_{\text{MLT}} = l/H_p$ prenant typiquement des valeurs entre 0.5 et 2.

Bien que la convection soit un processus efficace et important du transport de l'énergie, il est important de se rappeler qu'une étoile possède des zones radiatives. En particulier son atmosphère détermine l'efficacité avec laquelle l'étoile va rayonner son énergie, et agit donc comme un mécanisme de *feedback* influençant la structure interne. Ces processus sont détaillés dans la sous-section 2.2.1, car très importants pour l'évolution des planètes irradiées.

Une fois que l'étoile a fini de consommer l'hydrogène central, elle commence à brûler celui des couches externes. La conséquence directe sur la structure stellaire est un réajustement du rayon par rapport au changement en luminosité $\frac{\partial L}{\partial r}$. On ne traitera pas les phases post-MS car à ce jour on n'a pas découvert d'exoplanète en transit autour de géantes (voir figure 2.2).

2.1.3 Diagramme HR

Afin d'avoir tout de même une vision globale de l'évolution stellaire, je présente brièvement les différents stades d'évolution post-MS. L'évolution des étoiles peut être représentée dans un diagramme représentant en abscisse la température effective et en ordonnée la luminosité. Tout au long de sa vie, une étoile va passer par différentes phases, la MS étant celle où elle passera le plus de temps (environ 90%) et pendant laquelle elle brûlera l'hydrogène présent en son cœur. La figure 2.3 montre un tel diagramme, appelé aussi diagramme de Hertzsprung-Russel (HR), des noms de son inventeurs.

Comme remarqué précédemment, les étoiles qui nous intéressent (*c.-à-d.* qui ont des planètes), sont des étoiles de masse $M_\star \lesssim 2 - 3 M_\odot$. Celles-ci sont pour la majeure partie sur la séquence principale (voir figure 2.2), avec cependant quelques cas d'étoiles jeunes et à l'inverse des étoiles sur la fin de la MS ou au début de la phase RGB (voir figure 4.9). Cela correspond à la partie en gras proche de la ZAMS sur la figure 2.3. On remarque très nettement que la phase MS est relativement confinée en $(T_{\text{eff}} - L_\star)$, *c.-à-d.* la taille des étoiles ne va pas beaucoup varier, ce qui compliquera un peu le problème d'inversion des paramètres stellaires car il y aura des dégénérescences. Par ailleurs il manque dans cette

1. Ci-après, on s'y référera comme la théorie de longueur de mélange - *Mixing Length Theory* - ou MLT.

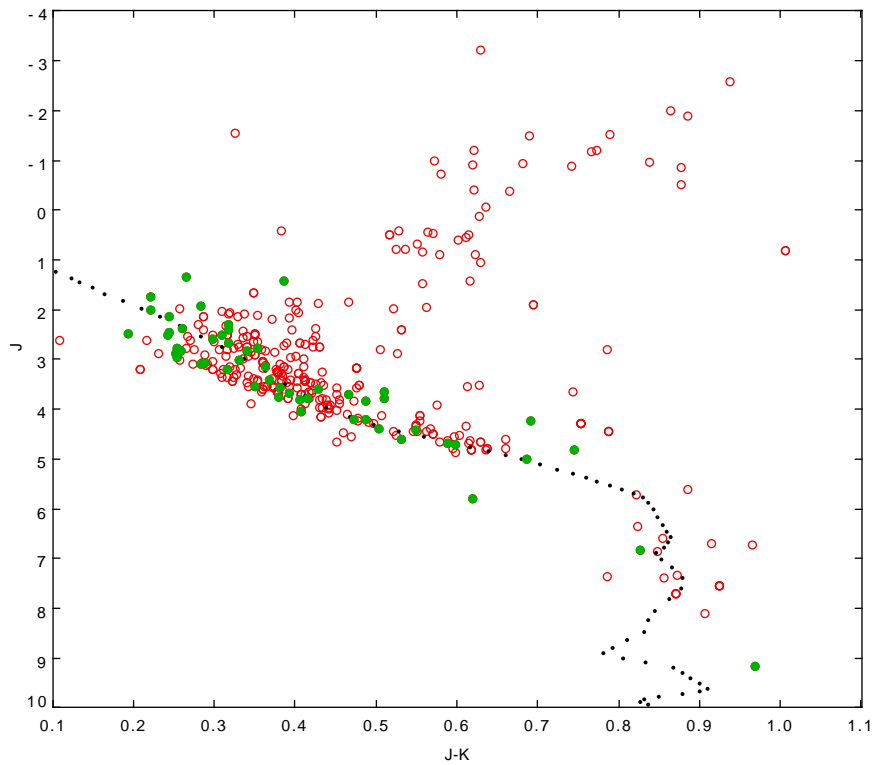


FIGURE 2.2 – Diagramme HR des étoiles avec des exoplanètes en orbites. En abscisse l'index de couleur J-K correspond à T_{eff} , et en ordonnée la magnitude J correspond à L_{\star} (magnitudes issues de *2MASS*). Les données sont issues de <http://exoplanets.org> (10 Mai 2011). Les points sont toutes les étoiles hôtes détectées : en vert celles dont la planète transite. La ligne en pointillée est la MS fiduciel issue des étoiles des catalogues *Hipparcos* et *2MASS* (d'après Barbieri et al. 2011). Peu d'étoiles de système en transit ne s'éloignent significativement de la ligne en pointillé, signifiant que la plupart n'ont pas encore atteint les ultimes étapes de l'évolution stellaire (*c.-à-d.* sont encore sur la MS).

figure la phase PMS de l'étoile, qui est d'un intérêt particulier pour la compréhension de la formation des systèmes planétaires, de même que pour tenter de concilier les observations de certaines planètes avec la théorie. Pour un diagramme HR avec les phases PMS, veuillez vous reporter *p. ex.* à la [figure 3.2](#). Je traite aussi dans la [section 4.2](#) de l'importance de cette phase pour l'étude des exoplanètes.

2.1.4 Datation

Maintenant qu'on a fini de parler de l'évolution stellaire, je vais discuter de l'un des paramètres les plus importants pour moi : l'âge. Parmi les paramètres fondamentaux permettant de modéliser une étoile (ou une planète), l'âge est probablement le plus difficile à obtenir. Il existe principalement trois méthodes pour estimer l'âge d'une étoile : l'utilisation d'isochrones², l'étude de la décroissance atmosphérique de l'abondance du Lithium (Li), et l'étude de perte de moment cinétique ou gyrochronologie. Bien sûr, d'autres méthodes existent, telles que l'émission chromosphérique ([Wilson 1963](#)) ou l'émission de rayons X ([Kunte et al. 1988](#)), mais sont généralement jugées moins fiables du fait qu'elles reposent massivement sur une physique sous-jacente parfois mal maîtrisée voire inconnue³.

Isochrones

La méthode la plus utilisée est la méthode des isochrones (inventée par [Sandage \(1962\)](#), nommée et développée par [Demarque & Larson \(1964\)](#)), dont je me suis très largement servi pendant ma thèse, parfois en conjonction avec d'autres méthodes. Elle est basée sur le déplacement progressif des étoiles dans le diagramme HR, et permet d'être relativement précise pour les étoiles d'amas, mais se révèle peu pratique pour les étoiles de champ en isolation relative comme notre Soleil. En effet dans ce dernier cas, il y a une dégénérescence âge-métallicité dans les solutions⁴. À l'origine basée sur la luminosité de l'étoile, on avait alors besoin de connaître la distance : *Hipparcos* a mesuré la distance d'environ $\sim 20\,000$ étoiles à $\sim 10\%$ d'erreur, soit une incertitude de $\sim 20\%$ sur la luminosité, ce qui se traduit pour une étoile analogue au Soleil par un âge estimé entre 2 et 10 Ga ! Cependant, dans le cas des étoiles avec des planètes en transit on a une contrainte supplémentaire sur la densité stellaire, ce qui permet tout de même d'utiliser cette méthode sans connaître la luminosité (voir [section 2.3](#)).

Quoiqu'il en soit, il ne faut pas perdre de vue l'importance de la calibration de ces indicateurs d'âge, qui peut parfois se révéler délicate.

Décroissance atmosphérique du Li

Le Li est un élément léger produit par la nucléosynthèse primordiale. Il peut fusionner avec des protons à partir de températures de l'ordre de 3×10^6 K, ce qui fait que cette fusion intervient juste après celle du deutérium, soit relativement tôt dans l'évolution d'une étoile :



L'intérêt pour cet élément vient du fait que le Li absorbe fortement dans une transition électronique à 6708 \AA , et est donc relativement facilement mesurable. Les protoétoiles (de toute masse) n'ont pas des températures de surface suffisamment élevées pour consommer le lithium, donc l'étoile correspondante sur la MS a une abondance surfacique en Li égale à celle

2. isochrone = ensemble de modèles d'évolution stellaire cohérents (même physique et paramètres) de différentes masses mais de même âge.

3. C'est plus ou moins aussi le cas pour la datation au Li.

4. Le problème de dégénérescence sur l'abondance initiale d'hélium n'étant par ailleurs jamais levée.

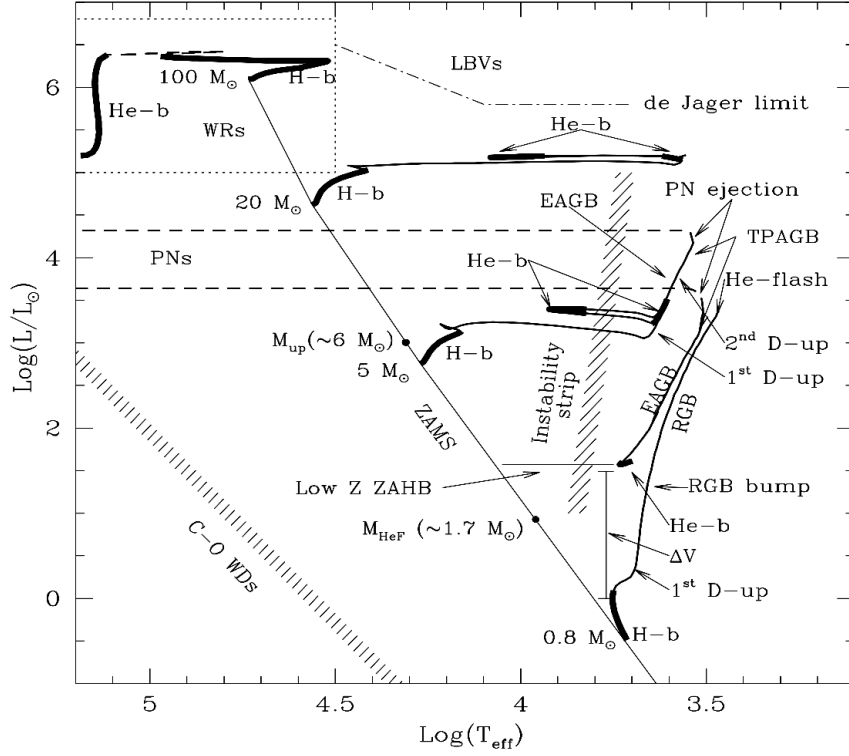


FIGURE 2.3 – Chemins d’évolution dans le diagramme HR de modèles stellaires de composition $[Z = 0.008, Y = 0.25]$ et de masse initiale 0.8, 5, 20 et $100 M_{\odot}$. Les modèles sont calculés avec prescription d’overshoot pour la convection centrale. M_{HeF} et M_{up} sont les masses séparant les étoiles de faible masse des étoiles de masse intermédiaire, et respectivement des étoiles massives. Pour les étoiles de faible masse et de masse intermédiaire, les tracés vont du début de la séquence principale (ZAMS) à l’extrémité de la branche asymptotique des géantes (AGB), tandis que pour les étoiles massives ils atteignent le stade de combustion du C dans le noyau. Les modèles d’étoiles massives incluent la perte de masse par vent stellaire. H-b et He-b signalent le début de la combustion de H et He, respectivement, dans le cœur. He-flash indique la phase violente d’allumage de la combustion de He central pour les étoiles de faible masse à l’extrémité de la branche des géantes rouges (RGB). Les principaux épisodes de mixage externe (1^{er} et 2^{d} dredge-up) sont indiqués par 1^{st} D-up et 2^{nd} D-up, respectivement. La phase AGB est séparé en une étape précoce (E-AGB) et un régime pulsant thermiquement (TP-AGB) de la couche de He en fusion. Pour les étoiles de faible et moyenne masse, nous montrons l’étape d’éjection de la nébuleuse planétaire (PN), la région où les étoiles avec PN sont observées, et la séquence de refroidissement des naines blanches (WD). La ligne horizontale marquée ZAHB indique le lieu du début de la branche horizontale - modèles de combustion du He central - des étoiles de faible masse avec la composition typique des amas globulaires. La bande ombrée verticale montre la zone d’instabilité des Céphéides et des étoiles RR Lyrae. Dans la région des étoiles massives, nous montrons la limite de Jager, l’emplacement *blue luminous variables* (LBV) et des étoiles Wolf-Rayet (WR). Enfin, les parties grasses des tracés indiquent les étapes de l’évolution lente, où la majorité des étoiles sont observées. Figure issue de Chiosi (1997).

du milieu interstellaire. Bien que sa combustion pendant les étapes un peu plus avancées de la PMS et du début de la MS n'influe pas sur son évolution, le lithium peut servir d'horloge stellaire (Vauclair 1972; Rebolo *et al.* 1992; Basri *et al.* 1996; Stauffer 2000).

La décroissance atmosphérique du Li dépend de la température à la surface, et donc de la masse de l'étoile. Pour des étoiles de masse $M_\star \gtrsim 1.2 M_\odot$, la combustion du lithium n'a pas commencé quand l'étoile arrive sur la ZAMS. Pour des étoiles dont $M_\star \lesssim 0.9 \lesssim 1.2 M_\odot$, l'abondance en lithium [Li/H] a été réduite d'au plus un facteur 10 quand l'étoile atteint la ZAMS. Enfin pour les étoiles de plus faibles masse, [Li/H] est divisé par au moins 10 une fois la ZAMS atteinte⁵.

Gyrochronologie

La gyrochronologie consiste à utiliser la mesure de la rotation d'une étoile comme horloge stellaire. Calibrée sur le Soleil et les amas ouverts, cette méthode s'avère être efficace pour les étoiles de faible masse sur la MS, avec une erreur relative de $\sim 15\%$ (plus les erreurs systématiques) pour les étoiles *late* F, G, K et *early* M (Barnes 2007).

La gyrochronologie possède l'avantage de ne pas dépendre du tout de la distance de l'étoile. La relation communément admise lie la période de rotation à l'âge t et la couleur $(B - V)$ de l'étoile (ou de manière équivalente la T_{eff} ou encore la masse)⁶ :

$$P_{\text{rot}}(B - V, t) = g(t) \times f(M_\star) = g(t) \times f(B - V) \quad (2.22)$$

avec $g(t) = t^{0.5189 \pm 0.0070}$ et $f(B - V) = (0.7725 \pm 0.011) (B - V_0 - 0.4)^{0.601 \pm 0.024}$.

En supplément, la figure 2.4 montre la corrélation des vitesses moyennées de rotation de surface, $v \sin i_\star$ ⁷, des étoiles hôtes en fonction de la température effective T_{eff} . Cela montre que cette méthode ne s'applique pas aux étoiles F à cause de leur plus petite zone convective : plus une étoile est froide, plus sa zone convective est grande, ce qui favorise la perte du moment angulaire. D'autre part la présence d'un disque planétaire pour les étoiles plus froides accentue cette perte.

2.2 Évolution planétaire

La physique des planètes gazeuses et des naines brunes n'est pas très différente de la physique stellaire pendant la phase PMS. En effet, les planètes géantes (GP) sont entièrement convectives dans leur intérieur, et peuvent développer une fine zone radiative externe. La différence principale est que la planète n'a pas de source d'énergie interne, et va donc se contracter en se refroidissant. Dans une première section, je vais discuter des quelques équations importantes pour l'évolution d'une planète, ensuite je décrirai brièvement quelques principes d'évolution planétaire et ce qu'on peut déduire d'un modèle semi-analytique, pour finir par une petite discussion sur les planètes irradiées. Il est à noter que je ne prends pas en compte la rotation de la planète dans les équations. Pour une description détaillée, voir Guillot (2006).

2.2.1 Physique des planètes géantes

Les équations de la structure interne d'une étoile et d'une planète sont les mêmes. Cependant il est utile de rappeler quelques points importants pour l'évolution planétaire. L'équa-

5. Dans certains cas, la datation au Li donne donc une indication sur l'âge mais reste entâchée d'erreur.

6. Cette relation concerne les étoiles de variété *I* (Soleil et étoiles *late* de type solaire), selon Barnes (2007), pour lesquelles $f \propto 1/I_\star^{1/2}$, I_\star étant le moment d'inertie de l'étoile.

7. i_\star est l'inclinaison de l'axe de rotation de l'étoile sur la ligne de visée

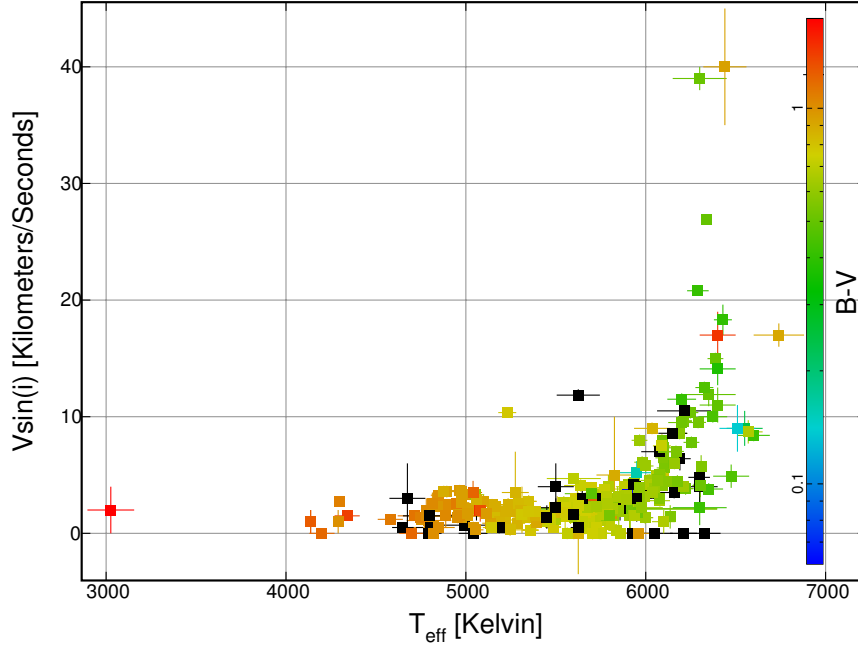


FIGURE 2.4 – Corrélation $P_{\text{rot}} - T_{\text{eff}}$; <http://www.exoplanets.org> (21 avril 2011)

tion permettant d'obtenir la température en fonction de la pression est :

$$\frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\partial P}{\partial r} \frac{T}{P} \nabla_T \quad (2.23)$$

où $\nabla_T \equiv \frac{d \ln T}{d \ln P}$ est le gradient de température, dont le calcul est complexe car dépendant des processus mis en œuvre pour le transport interne de la chaleur. Les conditions aux limites au centre de la planète ne diffèrent pas non plus des conditions stellaires. En revanche, à l'extérieur, la situation est quelque peu différente car cela dépend du transport de l'énergie dans l'atmosphère. De manière générale, $T(r = R_p) = T(T_{\text{eff}}, g)$ où T_{eff} est la température effective de la planète et g sa gravité de surface. De même, $P(r = R_p) = P(T_{\text{eff}}, g, \kappa)$ où κ est l'opacité atmosphérique.

Il y a en tout trois processus de transport d'énergie : la radiation la conduction, et la convection. Commençons par regarder le processus de radiation. Le libre parcours moyen d'un photon dans l'intérieur d'une GP (l_{phot}) est de l'ordre du mètre. Cela implique que l'intérieur de la planète est isotrope⁸ et on peut alors utiliser l'approximation de diffusion :

$$\mathbf{j} = -D \nabla U_\nu \quad (2.24)$$

où \mathbf{j} est le flux de radiation, $D = cl_{\text{phot}}/3$ le coefficient de diffusion, et U_ν la densité d'énergie monochromatique (de fréquence ν). L'argument d'isotropie permet aussi d'écrire l'équation de diffusion sous la forme :

$$F_\nu = -\frac{c}{3\kappa_\nu \rho} \frac{\partial U_\nu}{\partial r} \quad (2.25)$$

où κ_ν est l'opacité monochromatique, c la vitesse de la lumière, ρ la densité, et F_ν est le flux radial net par unité de longueur d'onde. Par ailleurs on a, pour une température donnée, le densité d'énergie qui est proportionnelle à la fonction du corps noir $B_\nu(T)$

$$U_\nu(T) = \frac{4\pi}{c} B_\nu(T) = \frac{8\pi h}{c^3} \frac{\nu^3}{h\nu/(k_B T) - 1} \quad (2.26)$$

8. Ce n'est pas le cas dans les couches externes, proche de la photosphère, où un traitement complet du transfert radiatif doit être envisagé

où h est la constante de Planck, k_B la constante de Boltzmann, et T la température. Ainsi, en intégrant sur toutes les fréquences, le flux total s'écrit :

$$F = - \left[\frac{4\pi}{3\rho} \int_0^\infty \frac{1}{\kappa_\nu} \frac{\partial B_\nu}{\partial T} d\nu \right] \frac{\partial T}{\partial r} \quad (2.27)$$

Ceci nous permet de définir l'opacité moyenne de Rosseland

$$\kappa_R = \left[\frac{\pi}{acT^3} \int_0^\infty \frac{1}{\kappa_\nu} \frac{\partial B_\nu}{\partial T} d\nu \right]^{-1} \quad (2.28)$$

dont on déduit que plus le terme κ_ν est petit, plus il va contribuer à κ_R , soit en d'autres termes : la contraction d'une planète géante sera gouvernée pas les photons qui ont le libre parcours moyen l_{phot} le plus grand (donc ceux des couches externes). D'un autre côté, en utilisant l'équation 2.12, on remarque qu'on peut écrire le gradient de température dans un milieu radiatif :

$$\frac{\partial T}{\partial r} = - \frac{3}{16\pi a_B c} \frac{\kappa_R \rho L}{r^2 T^3} \quad (2.29)$$

où a_B est la constante de radiation. Donc dans les régions radiatives, le profil de température est d'autant plus fort que la luminosité à transporter est grande. Concernant les sources d'opacités, les contributions de l'hydrogène et de l'hélium sont relativement faibles comparé aux autres sources, mais sont fondamentales du fait de la nature de κ_R . Parmi ces sources, on peut citer l'absorption par collisions moléculaires $H_2 - He$ et $H_2 - H_2$, la dissociation en H^- , le rayonnement *free-free*, la diffusion Rayleigh... Puisque dans une GP, la température est relativement faible et la pression grande, les opacités sont dominées par l'absorption moléculaire (H_2O , CH_4 , NH_3 , CO , TiO , VO), dont les valeurs reposent sur les expériences de laboratoire et les calculs numériques. Le calcul du gradient de température radiatif s'appuie donc sur des tables d'opacités plus ou moins complètes (inclusion de grains, métaux alcalis, ...)

L'autre processus de transport très important (et principal) dans les GP est la convection. Elle peut être générée par de nombreux phénomènes mais on ne s'intéressera qu'à la plus simple, celle créée par un gradient de température dans un milieu considéré barotropique (*c.-à-d.* les surfaces de pression constante coïncident avec celles de densité). Une instabilité de convection se développe si le gradient de température ∇_T du milieu environnant est supérieur à la somme du gradient de température ∇_T^* et du gradient de poids moléculaire ∇_μ d'une parcelle de fluide que l'on aurait déplacée :

$$\nabla_T > \nabla_T^* + \frac{\varphi}{\delta} \nabla_\mu \quad (2.30)$$

où φ et δ sont des dérivées thermodynamiques de la densité (positives) :

$$\varphi = - \left(\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln T} \right)_{P,\mu} ; \quad \delta = - \left(\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln \mu} \right)_{P,T} \quad (2.31)$$

Cela mène au critère de Schwarzschild-Ledoux qui définit si le milieu est convectif :

$$\nabla_{\text{rad}} > \nabla_{\text{ad}} + \frac{\varphi}{\delta} \nabla_\mu \quad (2.32)$$

où ∇_{rad} est le gradient radiatif (+ conductif) :

$$\nabla_{\text{rad}} = \frac{3}{4\pi\sigma G} \frac{\kappa P L}{m T^4} \quad (2.33)$$

$\nabla_{\text{ad}} \equiv \left(\frac{d \ln T}{d \ln P}\right)_S$ est le gradient adiabatique (*c.-à-d.* à entropie S constante), et ∇_T est le gradient réel de température.

Pour traiter la convection dans les modèles, et évaluer ∇_T , il est commun d'utiliser la théorie de longueur de mélange (MLT), dont l'hypothèse principale est que l'élément de convection se dissout après une longueur de mélange $l \equiv \alpha_{\text{MLT}}/H_p$, α_{MLT} étant un paramètre libre (de l'ordre de l'unité) et H_p l'échelle de hauteur de pression. Pour un milieu homogène (*c.-à-d.* $\nabla\mu = 0$) le flux total F , le flux radiatif F_{rad} , et le flux convectif F_{conv} obéissent aux lois suivantes :

$$\begin{cases} F &= F_{\text{rad}} + F_{\text{conv}} \\ F_{\text{rad}} &= \frac{4a_B c T^3}{\kappa \rho} \frac{T}{H_p} \nabla_T \\ F &= \frac{4a_B c T^3}{\kappa \rho} \frac{T}{H_p} \nabla_{\text{rad}} \end{cases} \quad (2.34)$$

On peut montrer que dans le cadre de cette théorie, et parce que les GP sont presque entièrement convectives, que la valeur α_{MLT} n'influe pas beaucoup sur la structure de la planète.

Le fait qu'une planète géante soit principalement convective vient du fait que κ_R augmente vite avec la pression et la température (excepté près de la photosphère, où il faudra faire attention).

Par ailleurs la convection des GP peut être considérée comme adiabatique, puisque l'énergie transportée est relativement petite comparée à celle fournie par les réactions thermonucléaires dans les étoiles.

Plusieurs phénomènes peuvent inhiber localement la convection : la rotation, le champ magnétique, $\nabla\mu \neq 0$, la condensation, ... mais dans ma thèse aucun de ces éléments n'a été considéré.

Enfin, dans le cas des planètes irradiées, l'évolution des GP ne suit plus le chemin d'Haya-shi : elle est plus lente. Ceci vient du fait que la capacité de la planète à se refroidir n'est plus dictée par les pertes de chaleur depuis l'atmosphère, mais par la réponse de sa zone radiative (changement de taille).

2.2.2 Généralités et modèle semi-analytique

Pour modéliser l'évolution d'une planète géante, on intègre les équations hydrostatiques, et on utilise les meilleures données possible pour l'EOS, les opacités, ... Cependant, comme ces modèles ont été construits sur la base des observations des planètes de notre système solaire (Jupiter, Saturne, Uranus, et Neptune), il est intéressant de voir ce que l'on sait à propos d'elles.

Le premier point est que toutes nos GP émettent plus d'énergie qu'elles n'en reçoivent de la part du Soleil. Cela montre que leur intérieur est chaud, fluide, et convectif (à cause des grandes opacités). Partant de ce constat, il est légitime de modéliser ces planètes avec la même physique.

Bien que l'abondance d'hélium atmosphérique de ces planètes soit inférieure à celle dérivée par les modèles du proto-Soleil, on a mesuré (notamment grâce à Galileo) un enrichissement des éléments lourds de l'ordre de 3 fois la valeur solaire pour Jupiter et Saturne, et près de 30 fois plus pour Neptune et Uranus. Ce constat est utilisé comme hypothèse de base dans les modèles d'évolution des exoplanètes.

La [figure 2.5](#) montre de manière schématique l'intérieur de nos planètes géantes. Ces modèles ont tous une structure en trois couches, qui sont capables de reproduire relativement bien les contraintes observationnelles. Par conséquent une grande différence avec les étoiles est que les planètes peuvent avoir un noyau central dense, fait de roches et de glaces (donc de composition différente de l'enveloppe), ce qui implique qu'il y a une discontinuité dans la densité. Jupiter et Saturne ont, de l'extérieur vers l'intérieur :

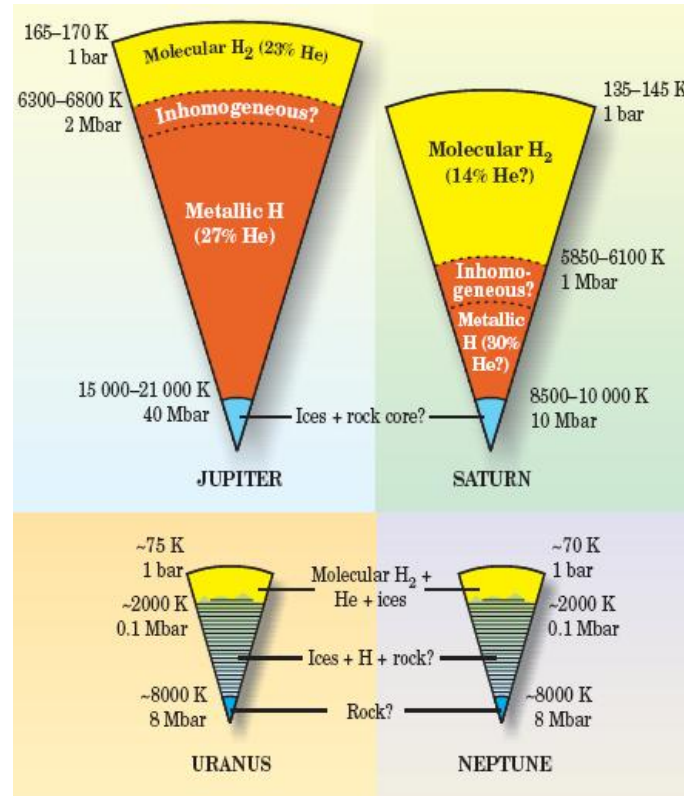


FIGURE 2.5 – Représentation schématique des intérieurs de Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune. Figure réalisée par T. Guillot.

- une région pauvre en He moléculaire, d’abondance massique en éléments lourds Z_{mol} , et en hélium $Y_{\text{mol}} = Y_{\text{atm}}$,
- une région riche en He métallique, d’abondance massique en éléments lourds Z_{met} , et en hélium Y_{met} tel que $Y_{\text{met}}/X_{\text{met}} = Y_{\text{proto}}/X_{\text{proto}}$,
- un noyau dense central, paramétrisé par M_{core}

Uranus et Neptune ont une structure différente :

- un noyau central fait de roches (MgSi, Fe),
- une couche de glaces (H₂O, CH₄, NH₃),
- une enveloppe d’hydrogène et d’hélium.

Pour ces deux dernières, si l’hydrogène est confiné à l’enveloppe, le rapport glaces sur roches est de l’ordre de 10, à comparer avec la valeur proto-solaire de 2.5 environ. Ainsi, en plus de la discontinuité évidente dans la densité à la transition noyau / enveloppe, il peut aussi y en avoir une dans le noyau entre la limite roches / glaces. Une troisième peut survenir si la pression est suffisante afin de créer une phase de transition plasma pour l’hydrogène. La conséquence directe de tout cela est que l’équation d’état utilisée dans le noyau est différente de celle employée dans l’enveloppe.

Ces structures doivent être compatibles avec ce que la théorie de la formation planétaire prédit. Le modèle le plus accepté aujourd’hui est celui de l’accrétion du gaz pendant quelques millions d’années par un noyau dense central. Puisque la formation planétaire n’a que peu d’importance sur l’évolution subséquente de la planète (*c.-à-d.* les conditions initiales sont vite oubliées), je ne détaille pas cet aspect (Ida & Lin 2008; Hori & Ikoma 2010; Liu *et al.* 2011; Boss 2011).

Les modèles d’exoplanètes se basent donc sur les modélisations de nos GP, et partagent donc la même hypothèse d’une structure en trois couches.

Pour une planète non irradiée, on peut montrer que :

$$L = 4\pi R^2 \sigma_B T_{\text{eff}}^4 = - \int C_v \left(\frac{\partial T}{\partial t} - \gamma \frac{T}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} \right) dm \quad (2.35)$$

En revanche, si il y a irradiation, la planète absorbe une partie du flux stellaire incident (la partie directement réfléchiée n'entrant pas dans le bilan énergétique), et on définit alors la température effective comme :

$$4\pi R^2 \sigma_B T_{\text{eff}}^4 \equiv L_{\text{irr}} + L_{\text{int}}. \quad (2.36)$$

où L_{irr} est la luminosité due à l'irradiation, et L_{int} la luminosité intrinsèque de la planète due à sa contraction. Le flux incident est rapidement absorbé dans les couches externes, contribuant à leur chauffage. La partie interne n'est donc sujette qu'au flux intrinsèque. L'équation 2.35 devient alors :

$$L = 4\pi R^2 \sigma_B (T_{\text{eff}}^4 - T_{\text{irr}}^4) \quad (2.37)$$

où T_{irr} est la température que la planète aurait pour la même atmosphère et la même structure si $L_{\text{int}} = 0$. On a donc : $L_{\text{irr}} = 4\pi R^2 \sigma_B T_{\text{irr}}^4$, où $\sigma_B T_{\text{irr}}^4$ est le flux d'irradiation maximal reçu par la planète au point substellaire.

En supposant la planète adiabatique, le profil de température interne a la forme :

$$T \approx C T_{1 \text{ bar}} \rho^\gamma \quad (2.38)$$

où C et γ sont des constantes de l'ordre de 42.8 et 0.64 respectivement quand la densité est exprimée en CGS. La température à 1 bar peut être estimée par la formule de [Graboske et al. \(1975\)](#) :

$$T_{1 \text{ bar}} = K T_{\text{eff}}^a g^{-b} \quad (2.39)$$

où $K = 1.5$, $a = 1.243$ et $b = 0.167$. On peut alors montrer que la variation temporelle est proportionnelle à :

$$dt \propto - \frac{T_{\text{eff}}^{a-5}}{1 - \left(\frac{T_{\text{irr}}}{T_{\text{eff}}} \right)^4} dT_{\text{eff}}. \quad (2.40)$$

Par conséquent, plus T_{irr} est grand plus la planète mettra de temps à se contracter, et donc l'évolution d'une planète irradiée est plus lente comparée à une planète isolée.

2.2.3 Planète irradiée

La présence d'une forte irradiation sur une planète va modifier les conditions aux limites, et donc changer son évolution. À une distance a séparant la planète de l'étoile, le flux émis par cette dernière vaut :

$$F = \frac{L_\star}{4\pi a^2} \quad (2.41)$$

Donc l'énergie reçue par la planète est :

$$E = F \pi R_p^2 (1 - A) \quad (2.42)$$

où πR_p^2 est la section efficace de la planète recevant le flux, et A l'albédo de Bond. À l'équilibre entre l'énergie reçue et celle émise par la planète (à travers toute sa surface), on a :

$$E = 4\pi R_p^2 \sigma_B T_{\text{eq}}^4 \quad (2.43)$$

En simplifiant et en utilisant l'équation 2.2, on trouve donc l'expression de la température d'équilibre de la planète :

$$T_{\text{eq}} = T_{\text{eff},\star} \left(\frac{R_\star}{2a} \right)^{1/2} (1 - A)^{1/4} \quad (2.44)$$

où pour éviter les confusions on a noté $T_{\text{eff},\star}$ la température effective de l'étoile.

Quasiment toute la physique est cachée dans l'albédo de Bond A . Pour des planètes isolées comme Jupiter et Saturne, $A \sim 0.3$, mais si l'absorption devient très grande dans le visible, alors $A \sim 0$. Par ailleurs, quand les planètes sont fortement irradiées, on a $T_{\text{eq}} \approx T_{\text{eff}}$ (c.-à-d. la température d'équilibre de la planète est environ égale à sa température effective).

Une hypothèse généralement utilisée est de supposer qu'à une pression de 10 bars, toute l'énergie incidente a été absorbée, et donc on peut écrire :

$$T(P = 10 \text{ bars}) = T_{\text{isolee}}(T_{\text{eff}}, g) \quad (2.45)$$

ce qui revient à supposer de manière équivalente que la région d'absorption est connectée au niveau de pression 10 bars par une isentrope. Hélas, la condition aux limites précédente n'est plus valable quand la planète est très fortement irradiée, et surestime de 300 à 1000 K les températures. Il faut alors dans ce cas adopter des modèles plus complexes (Barman *et al.* 2005; Fortney *et al.* 2008; Burrows *et al.* 2008; Guillot 2010), ou faire des suppositions *ad hoc*.

2.3 Physique des transits planétaires

Bien que la physique des transits n'aie pas de lien avec l'évolution stellaire ou planétaire, elle est d'une importance capitale pour ma thèse. Je résumé ici les points les plus importants.

Parmi toutes les exoplanètes détectées, une catégorie est d'un intérêt tout particulier pour ce qui concerne la modélisation planétaire : les transits, qui désignent les planètes qui passent entre leur étoile hôte et nous, bloquant ainsi une partie du flux stellaire qui nous parvient. Les observations consistent à mesurer le flux stellaire avant, pendant et après le passage d'une planète (donc typiquement sur une durée de l'ordre de quelques heures), pour observer une variation temporelle du flux dans la courbe de lumière ainsi obtenue, ce qui va caractériser le transit et nous donner de nombreuses informations sur le système étudié (voir figure 2.6). La première planète ainsi découverte est HD209458b en 2000 (Charbonneau *et al.* 2000). De nombreux articles traitent des transits en général (*p. ex.* Seager & Mallén-Ornelas 2003; Sozzetti *et al.* 2007; Beatty *et al.* 2007; Winn 2010), je vais ici ne résumer que les principaux résultats. On distinguera le transit proprement dit, c'est à dire quand la planète passe devant l'étoile, de l'occultation (quand elle passe derrière). Cette seconde observation est beaucoup plus ardue à effectuer, mais se révèle précieuse pour l'étude approfondie de la planète, et notamment ce qui concerne son atmosphère.

Les principales grandeurs mesurées dans un transit sont des variations de flux et les temps qui y sont associés. C'est à partir de ces observables que l'on va retrouver certaines grandeurs physiques. Le flux stellaire F_\star peut varier pour de nombreuses raisons au cours du temps : à cause des *flares*, des tâches solaires (comme sur notre Soleil en phase active), d'étoiles de fond, de la rotation... Mais il peut varier aussi spatialement, le flux n'étant pas le même sur toute la surface visible du disque stellaire, le bord étant plus sombre que le centre (on parle de *limb darkening*). Mais en première approximation, on peut considérer ce flux constant en dehors des transits. De même, le flux planétaire F_p change à cause du fait que la fraction illuminée varie en fonction du temps (fonction de phase), et parce que

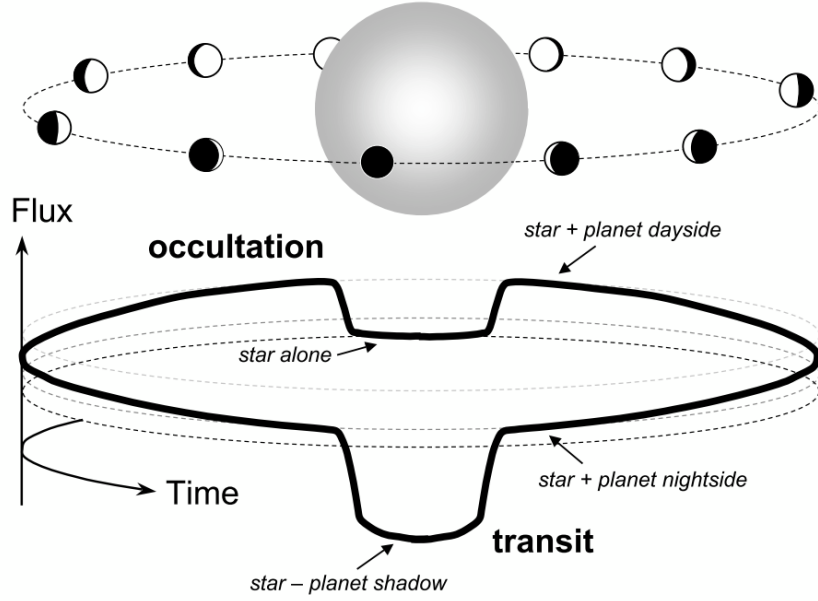


FIGURE 2.6 – Illustration des transits et des occultations. Seul le flux combiné de l'étoile et de la planète est observé. Pendant un transit, le flux diminue parce que la planète bloque une partie de la luminosité stellaire. Ensuite le flux augmente au fur et à mesure que le côté jour de la planète devient observable. Figure issue de [Winn \(2010\)](#).

l'atmosphère de la planète a sa dynamique propre. Le flux que l'on va observer est alors $F(t) = F_\star + F_p(t)$, qu'on normalise de la manière suivante :

$$f(t) = \frac{F(t)}{F_\star} = 1 + k^2 \frac{I_p(t)}{I_\star} - \begin{cases} k^2 \alpha_{\text{tra}}(t) & (\text{pour les transits}) \\ 0 & (\text{quand il n'y a pas d'éclipse}) \\ k^2 \alpha_{\text{occ}}(t) \frac{I_p(t)}{I_\star} & (\text{pour les occultations}) \end{cases} \quad (2.46)$$

où les $\alpha(t)$ sont des fonctions sans dimension de l'ordre de l'unité dépendant du chevauchement des disques planétaires et stellaires, et I_\star (resp. I_p) est l'intensité moyennée sur le disque de l'étoile (resp. de la planète)⁹. Le rapport des rayons est dénoté $k \equiv R_p/R_\star$. En première approximation, on peut donc en déduire que la profondeur du transit $\delta = \Delta F/F_\star$ est proportionnelle à k : $k \approx \sqrt{\delta}$.

Le temps caractéristique associé à un transit est fonction de la période orbitale de la planète et du rayon de l'étoile :

$$T_0 \equiv \frac{R_\star P}{\pi a} \approx 13 \text{ h} \left(\frac{P}{1 \text{ an}} \right)^{1/3} \left(\frac{\rho_\star}{\rho_\odot} \right)^{-1/3} f_e \quad (2.47)$$

avec

$$f_e = \frac{\sqrt{1-e^2}}{1 \pm e \sin \omega} \quad (2.48)$$

f_e est un coefficient correcteur tenant compte de l'excentricité de la planète, et où le "+" se réfère aux transits et le "-" aux occultations, a est le demi grand axe de l'orbite, P la période orbitale, ρ_\star la densité stellaire, e l'excentricité, et ω l'argument du périastre. Dans l'équation 2.47, la troisième loi de Kepler a été utilisée ainsi que l'approximation $M_p \ll M_\star$ (en générale bonne pour la majorité des exoplanètes). Ce temps, de l'ordre de l'heure, est

9. La relation reliant I à F est : $F_p/F_\star = k^2 I_p/I_\star$

relativement important car des variations du flux stellaire (*p. ex.* étoiles actives) avec une fréquence similaire peuvent perturber la détection et la détermination des paramètres du système. Cependant, les observations sont généralement faites sur plusieurs transits afin d'améliorer le rapport signal sur bruit, et donc il faut aussi tenir compte des variations du flux sur un plus long terme. Avec cette première grandeur, on voit que les transits apportent une mesure indirecte de la densité stellaire moyenne ρ_* , avec une précision suffisante pour contraindre de manière très significative les modèles stellaires.

Deux autres temps sont intéressants car mesurables à partir de la courbe de lumière : la durée totale du transit T_{tot} et la durée du transit complet T_{full} (*c.-à-d.* durée pendant laquelle le disque complet de la planète occulte une partie de l'étoile, ce qui implique que $T_{\text{tot}} > T_{\text{full}}$)

$$T_{\text{tot}} = \frac{P}{\pi} \sin^{-1} \left[\frac{R_*}{a} \frac{\sqrt{(1+k^2) - b^2}}{\sin i} \right] f_e \quad (2.49)$$

$$T_{\text{full}} = \frac{P}{\pi} \sin^{-1} \left[\frac{R_*}{a} \frac{\sqrt{(1-k^2) - b^2}}{\sin i} \right] f_e \quad (2.50)$$

où i est l'inclinaison de l'orbite, et b le paramètre d'impact qui mesure la distance étoile-planète projetée sur le ciel à la conjonction (*c.-à-d.* au centre du transit) défini par :

$$b_{\text{tra}} = \frac{a \cos i}{R_*} \left(\frac{1 - e^2}{1 + e \sin \omega} \right) \text{ pour les transits} \quad (2.51)$$

$$b_{\text{occ}} = \frac{a \cos i}{R_*} \left(\frac{1 - e^2}{1 - e \sin \omega} \right) \text{ pour les occultations.} \quad (2.52)$$

On voit donc que la durée des transits (et des occultations) va dépendre de la distance étoile-planète (en rayons stellaires), et du rapport des rayons. Ces deux observables (a/R_* et k) sont très importants pour la modélisation planétaire, car le premier va permettre de contraindre la densité stellaire (voir [équation 2.64](#)), et le second va permettre d'avoir une contrainte sur le rayon planétaire, essentielle pour pouvoir obtenir la composition de la planète¹⁰.

En considérant la vitesse orbitale au moment du transit, l'angle apparent de la planète vue de l'étoile, et la conservation du moment angulaire, la durée du transit peut aussi s'exprimer de la manière suivante ([Tingley & Sackett 2005](#)) :

$$T_{\text{tot}} = \frac{2(R_* + R_p)r}{\sqrt{G(M_* + M_p)a(1 - e^2)}} \sqrt{1 - \frac{r^2 \cos^2 i}{(R_* + R_p)^2}} \quad (2.53)$$

où r est la séparation planète étoile et vaut :

$$r = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \sin \omega} \quad (2.54)$$

En posant :

$$B = \sqrt{1 - \frac{r^2 \cos^2 i}{(R_* + R_p)^2}} \quad (2.55)$$

et en utilisant la loi de Kepler :

$$\frac{a^3}{P^2} = \frac{G(M_* + M_p)}{4\pi^2} \quad (2.56)$$

10. L'interférométrie n'a pas encore réussi ce défi.

on obtient :

$$T_{\text{tot}} = 2 B (R_{\star} + R_{\text{p}}) \frac{\sqrt{1 - e^2}}{1 + e \sin \omega} \left(\frac{P}{2\pi G (M_{\star} + M_{\text{p}})} \right)^{1/3} \quad (2.57)$$

Soit :

$$Q = \frac{1 - e^2}{1 + e \sin \omega} \quad (2.58)$$

on a alors :

$$T_{\text{tot}} = 2 B (R_{\star} + R_{\text{p}}) \frac{Q}{\sqrt{1 - e^2}} \left(\frac{P}{2\pi G (M_{\star} + M_{\text{p}})} \right)^{1/3} \quad (2.59)$$

et

$$B = \sqrt{1 - \frac{a^2 Q^2 \cos^2 i}{(R_{\star} + R_{\text{p}})^2}} \quad (2.60)$$

En utilisant la définition du paramètre d'impact $b = a \cos i / R_{\star}$, on obtient :

$$B = \sqrt{1 - \frac{b^2 Q^2}{(1 + k)^2}} \quad (2.61)$$

et par conséquent :

$$T_{\text{tot}} = \frac{2BQ}{\sqrt{1 - e^2}} \left(\frac{P}{2\pi G (M_{\star} + M_{\text{p}})} \right)^{1/3} R_{\star} (1 + k) \quad (2.62)$$

En résolvant pour $M_{\star}^{1/3} / R_{\star}$, on trouve donc :

$$\rho_{\star} = \frac{3 P Q^3}{\pi^2 G T_{\text{tot}}^3 (1 + l)} \left(\frac{(1 + k)^2 - b^2 Q^2}{1 - e^2} \right)^{3/2} \quad (2.63)$$

où $l \equiv M_{\text{p}} / M_{\star}$.

On a donc obtenu une contrainte sur la densité stellaire, exprimée en fonction des observables. Il est possible, en supposant $M_{\text{p}} \ll M_{\star}$ et une orbite circulaire de réécrire l'équation 2.63 sous la forme :

$$\rho_{\star} = \frac{3\pi}{GP^2} \frac{(1 + k)^3}{\left(\frac{R_{\star} + R_{\text{p}}}{a} \right)^3} \quad (2.64)$$

Pour les modèles d'évolution stellaire, l'équation 2.64 apporte une contrainte importante sur la densité moyenne souvent plus forte que celle sur la température effective, la gravité de surface stellaire ou la métallicité. Par ailleurs, avec les missions Kepler et PLATO (si sélectionnée), les étoiles hôtes vont être étudiées avec l'astérosismologie, ce qui permettra de contraindre les modes de pulsations et de sonder l'intérieur stellaire (notamment en tirer la densité moyenne).

Maintenant, nous pouvons faire une petite digression sur la masse de la planète. La fonction de masse de la solution orbitale nous donne :

$$\frac{M_{\text{p}}}{(M_{\text{p}} + M_{\star})^{2/3}} = \frac{K_{\star} \sqrt{1 - e^2}}{\sin i} \left(\frac{P}{2\pi G} \right)^{1/3} \quad (2.65)$$

où K_{\star} est la semi-amplitude des vitesses radiales de l'orbite stellaire, M_{\star} la masse de l'étoile et M_{p} celle de la planète. On voit ainsi que la masse planétaire ne peut être déterminée directement, ni même indépendamment de la masse stellaire. Il est donc nécessaire d'utiliser des modèles d'évolution stellaire, en association avec des données spectroscopiques pour

pouvoir estimer la masse de l'étoile, et par là même la masse de la planète. L'équation 2.65 montre aussi que l'observation d'un transit ne suffit pas pour modéliser la planète : il est nécessaire d'estimer la masse par un autre moyen (généralement à l'aide des mesures par vitesses radiales, mais aussi plus récemment par les variations temporelles des transits ou TTV (*Transit Timing Variations*, p. ex. Nesvorný (2009)). On peut aussi noter que $\sin i \approx 1$ pour les transits, ce qui lève la dégénérescence sur la masse de la planète habituellement problématique quand seules les mesures en vitesses radiales sont disponibles. La détermination de l'inclinaison orbitale i peut se faire de manière plus rigoureuse en inversant les équations 2.51 et 2.52, ce qui nécessite généralement les hypothèses d'un transit non rasant (*non-gazing transit*) et que $R_p \ll R_\star \ll a$. Pendant ma thèse, j'ai calculé les masses planétaires en utilisant les valeurs publiées du système pour i , P , e et K_\star , et en faisant un calcul itératif avec comme première valeur l'estimation $M_p \sim \frac{K_\star \sqrt{1-e^2}}{\sin i} \left(\frac{P}{2\pi G}\right)^{1/3} M_\star^{2/3}$ (c.-à-d. $M_p \ll M_\star$, la valeur de M_\star étant fournie par mon analyse).

En partant de l'équation 2.65, et en utilisant la loi de Kepler, on trouve pour les masses des deux corps (Beatty *et al.* 2007) :

$$M_\star = \frac{4\pi^2}{G} \frac{a^3}{P^2} \left[1 - \frac{PK_\star \sqrt{1-e^2}}{2\pi a \sin i} \right] \quad (2.66)$$

$$M_p = \frac{2\pi}{G} \frac{a^2}{P} \frac{K_\star}{\sin i} \sqrt{1-e^2} \quad (2.67)$$

Donc en utilisant b , on peut écrire :

$$\sin i = \left(1 - \frac{b^2}{(a/R_\star)^2} \right)^{1/2} \quad (2.68)$$

En remarquant que $a = a/R_\star \times R_\star = \frac{a/R_\star}{R_p/R_\star} \times R_p$, on trouve :

$$M_p = \frac{2\pi}{GP} \left(\frac{a/R_\star}{k} \right)^2 \frac{K_\star \sqrt{1-e^2}}{(1 - b^2/(a/R_\star)^2)^{1/2}} R_p^2 \quad (2.69)$$

L'équation 2.69 permet de trouver la gravité de surface $g_p \equiv \frac{GM_p}{R_p^2}$ de la planète en fonction uniquement des observables du système. Elle peut se réécrire sous la forme plus pratique :

$$\begin{aligned} \log g_p &= -2.1383 - \log P + \log K_\star \\ &\quad - \frac{1}{2} \log \left[1 - \left(\frac{b}{a/R_\star} \frac{1-e^2}{1+e \sin \omega} \right)^2 \right] \\ &\quad + 2 \log \left(\frac{a/R_\star}{k} \right) \\ &\quad + \frac{1}{2} \log(1-e^2) \end{aligned} \quad (2.70)$$

où K_\star sera exprimé en ms^{-1} , P en jours, et donc g_p en unités CGS. Avec les transits, on a donc une contrainte directe sur un paramètre planétaire.

3

SET : Stars and Exoplanets modelling Tool

Le but ultime de mon travail est l'amélioration de la modélisation planétaire. C'est une tâche qui a de nombreux aspects, certains n'étant pas forcément évidents à première vue. On peut aborder le problème principalement de deux manières différentes (mais complémentaires) :

- par l'amélioration des modèles physiques de ces objets, *c.-à-d.* élaborer un modèle semi-analytique / numérique qui prenne en compte les dernières avancées en physique, comme par exemple des équations d'état et des opacités pour des compositions complexes, des processus de dissipation et de transport de l'énergie plus raffinés...
- par le traitement et l'utilisation des données disponibles pour les caractériser.

Je me suis concentré sur ce second point, qui regroupe à lui seul de trop nombreux domaines pour être tous traités pendant une thèse : traitement des données (courbes de lumière, spectres, vitesses radiales (RV), bruits...), modélisation stellaire, estimation des contraintes planétaires... Plus précisément, j'ai utilisé les résultats (T_{eff} , $\log g_*$, ...) des analyses des données observationnelles brutes (transits, RV, spectroscopie) pour contraindre les modèles d'évolution stellaire et planétaire et ainsi déduire les paramètres (*p. ex.* masse, rayon) de la planète et de son étoile hôte (voir [figure 3.17](#)).

Dans ce chapitre, je commence par décrire dans la [section 3.1](#) les modèles d'évolution stellaire utilisés durant ma thèse (en mettant l'accent sur CESAM, et en incluant une comparaison des modèles – travail en cours), puis dans la [section 3.2](#) je décris brièvement les modèles d'évolution planétaire, pour enfin finir par la description du code que j'ai créé, SET (Stars and Exoplanets modelling Tool), dans la [section 3.3](#).

3.1 Modèles d'évolution stellaire

Dans la [section 2.3](#), nous avons montré que la modélisation stellaire était une étape nécessaire et importante pour modéliser les exoplanètes. C'est un domaine vaste et complexe de l'astrophysique, mais essentiel pour la compréhension et l'interprétation des données que l'on reçoit quotidiennement. Cela consiste à rassembler au sein d'un code informatique toutes les connaissances physiques que l'on a des étoiles. Mais cela ne suffit pas toujours pour être capable de reproduire sur nos ordinateurs ce que l'on observe par ailleurs. Il faut alors faire certaines hypothèses, des simplifications, voire même introduire de nouveaux paramètres *ad hoc* dans la théorie afin que l'on puisse quand même avoir des modèles numériques qui reproduisent plus ou moins bien les observations.

Selon ce que l'on cherche à étudier, plusieurs approches sont possibles. Pour les astérosismologues ou les chercheurs étudiant notre étoile, il est utile voire indispensable d'utiliser des codes 3D capables de rendre compte de manifestations physiques relativement subtiles. En revanche, lorsqu'on étudie un nombre important d'étoiles, ou bien quand on n'a pas beaucoup d'informations sur l'étoile étudiée, on utilise alors un code 1D permettant d'obtenir les

paramètres fondamentaux d'une étoile, ainsi que sa structure globale.

Dans la [section 3.1.1](#), je vais décrire les codes stellaires que j'ai utilisés, puis dans la [sous-section 3.1.2](#) j'aborderai mon travail en cours sur la comparaison de ces modèles.

3.1.1 CESAM et les autres codes d'évolution stellaire

Durant ma thèse, j'ai beaucoup utilisé un code 1D d'évolution stellaire nommé CESAM ([Morel & Lebreton 2008](#)), développé à Nice. Le choix d'un tel code est tout à fait approprié pour l'étude des étoiles ayant une ou plusieurs planètes orbitant autour d'elles. En effet, ces étoiles sont très majoritairement sur la séquence principale (SP), ce qui implique que les processus compliqués et pas toujours bien compris de fin de vie d'une étoile nous importent peu. Pour la plupart, ce sont aussi des étoiles de faible masse ($\lesssim 1.4 M_{\odot}$), donc relativement "calmes". Par ailleurs, pour la grande majorité d'entre elles, on ne connaît pas la parallaxe, et par conséquent la distance nous séparant d'elles, donc nous sommes un peu limité sur la quantité et la qualité des informations disponibles. Ainsi, dans le but d'obtenir les paramètres fondamentaux des étoiles hôtes, les codes 1D sont suffisants pour peu qu'ils utilisent les dernières théories leur permettant d'une part d'être en accord avec les observations, et d'autre part de reproduire les paramètres fondamentaux du Soleil (*c.-à-d.* L_{\odot} , M_{\odot} , $T_{\text{eff},\odot}$, R_{\odot}).

Il existe de nombreux codes stellaires similaires à CESAM dans la littérature, avec toutefois de légères différences dans la physique utilisée, ce qui donne à ces codes certaines spécificités particulières. Dans ce qui suit, je décris brièvement chacun de ceux que j'ai utilisés.

CESAM

CESAM¹ est un code 1D d'évolution stellaire quasi-hydrostatique. La [table 3.1](#) montre la physique utilisée dans les modèles que j'ai construits.

En premier lieu, j'ai inclus la diffusion microscopique des éléments chimiques dans la zone radiative, ce qui influe de manière significative sur la métallicité atmosphérique de l'étoile au cours du temps (voir [figure 3.1](#)). Cette métallicité est souvent utilisée comme contrainte primaire lors de la modélisation d'une étoile, et donc il est important d'avoir des modèles stellaires qui puissent rendre compte de cette évolution temporelle.

Par ailleurs, j'ai voulu avoir un modèle d'atmosphère qui puisse être utilisé pour une grande variété d'étoiles (différentes masses, donc différentes températures, gravités, mais aussi des métallicités allant de -0.5 à +0.5 dex). J'ai donc utilisé une loi $T(\tau)$ dérivée des modèles de MARCS ([Gustafsson *et al.* 2008](#)), tabulée pour des larges gammes de température, gravité et métallicité.

Le choix de la mixture de [Grevesse & Noels \(1993\)](#) pour la composition (*c.-à-d.* abondances chimiques) initiale du Soleil peut paraître un peu curieuse alors que [Asplund *et al.* \(2009\)](#) a réévalué ces abondances de manière significative en utilisant des modèles atmosphériques 3D hors équilibre thermique. Cependant, cela se justifie par le fait qu'elle reste le meilleur choix si on veut pouvoir reproduire les contraintes fournies par l'astérosismologie.

En ce qui concerne le traitement de la convection, une approche standard de longueur de mélange sans overshoot est utilisé dans l'équation de transport de l'énergie.

L'équation d'état (EOS) OPAL 2001 ([Rogers & Nayfonov 2002](#)) a été choisie pour être en accord avec les abondances chimiques et les opacités radiatives de [Iglesias & Rogers \(1996\)](#); [Alexander & Ferguson \(1994\)](#). Cette équation dépend de la métallicité.

1. Code d'Évolution Stellaire Adaptatif et Modulaire

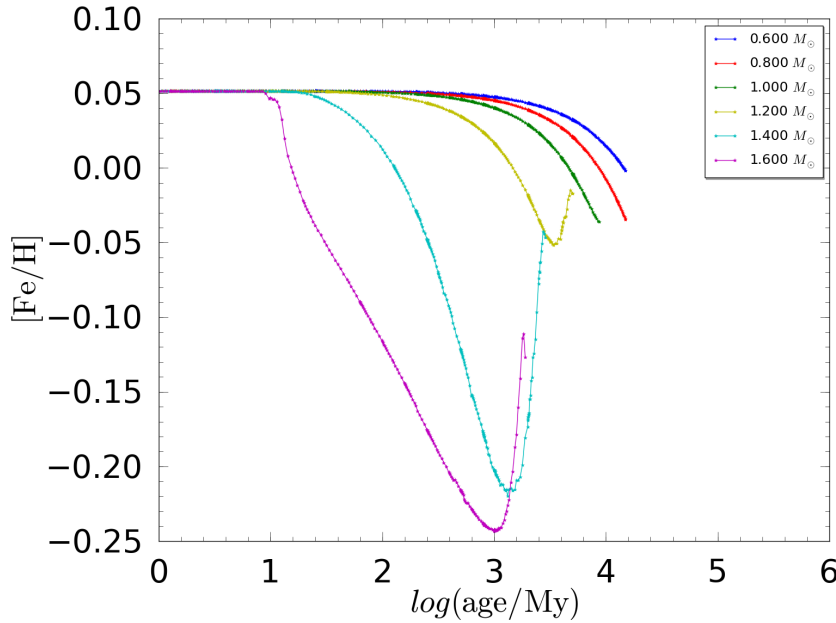


FIGURE 3.1 – Évolution de la métallicité atmosphérique avec les modèles CESAM, pour une étoile de métallicité initiale égale à celle du modèle calibré sur le Soleil. Plus la masse stellaire est grande, plus les variations atmosphériques de la métallicité en fonction de l'âge sont importantes. Les remontées que l'on observe en métallicité pour des masses $\gtrsim 1.2 M_{\odot}$ sont dues au premier *dredge-up*, juste après la fin de la MS.

Enfin, tous les modèles CESAM calculés pendant ma thèse commencent sur la PMS, ce qui permet d'étudier des systèmes extrasolaires jeunes, et sont arrêtés à la fin de la MS (soit après ~ 8 - 15 Ga pour les étoiles de faible masse).

Bien que la physique choisie dans CESAM soit cohérente avec les dernières avancées en matière de physique stellaire, l'utilisation de ces modèles dans le cadre d'une étude homogène des étoiles hôtes impose une calibration par rapport à notre propre étoile, le Soleil. Cette calibration consiste à reproduire les paramètres physiques du Soleil (L_{\odot} , M_{\odot} , $T_{\text{eff},\odot}$, R_{\odot}) actuels (*c.-à-d.* à un âge de 4.57 Ga pour CESAM) en ajustant les paramètres libres du modèle : l'efficacité de la convection $\alpha_{\text{MLT},\odot}$, l'abondance initiale (en fraction de masse) d'hydrogène $X_{0,\odot}$, celle d'hélium $Y_{0,\odot}$, et celle des autres éléments lourds $Z_{0,\odot}$. Les résultats sont reportés dans la [table 3.1](#). Cette calibration reproduit à mieux que 10^{-4} (en précision relative) les caractéristiques du Soleil.

Il y a cependant quelques nuances dans les constantes solaires adoptées dans la littérature. En ce qui concerne CESAM, le Soleil a une luminosité $L_{\odot} = 3.846 \times 10^{26}$ W, une température effective $T_{\text{eff},\odot} = 5778$ K, un âge de 4.57 Ga ([Burkhardt et al. 2008](#)), une métallicité (liée à la mixture choisie) $Z/X = 0.0245$, une masse $M_{\odot} = 1.98919 \times 10^{30}$ kg, et un rayon $R_{\odot} = 6.9599 \times 10^8$ m.

CESAM est un code que j'ai moi même manipulé, modifié, et utilisé pour construire mes propres grilles de modèles d'évolution stellaire. Cela m'a permis d'avoir un contrôle total sur la physique incluse, et sur la taille et les caractéristiques de la grille. Ainsi, pour pouvoir étudier un maximum de systèmes extrasolaires, j'ai construit des modèles pour des masses allant de 0.6 à $2.5 M_{\odot}$ par pas de $0.005 M_{\odot}$, des métallicités allant de -0.5 à 0.5 dex par pas de 0.05 dex (en utilisant les tables atmosphériques de MARCS appropriées), et différentes valeurs pour α_{MLT} : 1.74, 2.05, et 2.36 (soit 0.85, 1.00, 1.15 fois $\alpha_{\text{MLT},\odot}$). Cela permet entre autres de pouvoir tester l'influence de la convection sur les paramètres que l'on dérive (*p.*

ex. voir [section 4.2](#)).

Afin de construire les grilles, il m'a fallu déterminer la composition chimique initiale de chaque modèle. J'ai pour cela utilisé les résultats de [Casagrande et al. \(2007\)](#) pour l'enrichissement de l'hélium en fonction de la métallicité $\Delta Y/\Delta Z$. Ce rapport n'est généralement pas bien contraint, surtout à cause du fait qu'il est dérivé à partir de la "mesure" de la quantité d'hélium et de métaux dans les étoiles K au voisinage du Soleil². D'autre part, ce rapport dépend de la quantité d'hélium primordial Y_p , estimée entre ~ 0.242 et ~ 0.248 (*p. ex.* [Peimbert et al. 2007](#)). J'ai adopté la valeur de 0.245. En adaptant la relation trouvée par [Casagrande et al. \(2007\)](#) à CESAM, les valeurs de $\Delta Y/\Delta Z$ retenues sont les suivantes :

$$\Delta Y/\Delta Z = \begin{cases} 2.1 & \text{pour } \delta Z < 0.001 \\ 1.8 & \text{pour } \delta Z \geq 0.001 \end{cases} \quad (3.1)$$

où $\delta Z = Z_0 - Z_{0,\odot}$. La composition chimique initiale d'un modèle pour une métallicité initiale $[Fe/H]_0$ donnée est donc calculée de manière itérative :

- 1) on estime métallicité initiale $Z_0 \approx Z_{0,\odot} 10^{[Fe/H]_0}$
- 2) on calcule la quantité d'hélium correspondante $Y_0 = Y_{0,\odot} + \Delta Y/\Delta Z \times \delta Z$
- 3) on calcule la valeur exacte $Z_0 = 10^{[Fe/H]_0} \frac{Z_{0,\odot}}{X_{0,\odot}} \frac{1 - Y_0}{1 + \left(\frac{Z_{0,\odot}}{X_{0,\odot}}\right) 10^{[Fe/H]_0}}$
- 4) on itère sur les trois premières étapes jusqu'à ce qu'il y ait convergence

Il est à noter que l'incertitude sur $\Delta Y/\Delta Z$ est de l'ordre de l'unité !

Modèles de Lyon 1998/2001

À l'instar de CESAM, les modèles d'évolution stellaire de Lyon sont des modèles 1D. La [table 3.1](#) montre la physique utilisée et les valeurs de la calibration solaire. Ces modèles sont développés par I. Baraffe, G. Chabrier, F. Allard et P. Hauschildt, d'où l'acronyme BCHA98 pour les désigner ([Baraffe et al. 1998, 2002](#)). Le travail fait en 1998 a été ensuite étendu en 2002.

Leur calibration a été faite pour un Soleil âgé de 4.61 Ga, dont les paramètres issus de leur modèle solaire sont : $L_\odot = 3.803 \times 10^{26}$ W, $g_\odot = 275.67$ m/s², et $T_{\text{eff}} = 5797$ K. Il y a donc une légère différence avec CESAM, de l'ordre de 2% au plus.

La principale différence avec CESAM est le modèle d'atmosphère utilisé, issu du travail de [Hauschildt et al. \(1999\)](#), qui diffère par les opacités moléculaires utilisées. En revanche, les modèles de BCHA98 sont les seuls avec CESAM à traiter la phase PMS de l'évolution stellaire, ce qui s'avère très utile pour l'étude de certains systèmes, et pour tester la validité des modèles dans ces phases jeunes de l'étoile par rapport aux observations (voir [section 4.2](#), et [figure 4.10](#)). Les tables reportent les valeurs de l'évolution stellaire jusque sur la fin de la MS.

Une autre particularité de BCHA98, commune à CESAM, est la présence de modèles avec différentes prescriptions pour le paramètre d'efficacité de la convection α_{MLT} (1.9, 1.5, ou 1). Pour $\alpha_{\text{MLT}} = 1.9$ ou 1.5 les modèles sont construits pour des masses entre 0.6 et 1.4 M_\odot , tandis que pour $\alpha_{\text{MLT}} = 1$ les modèles vont jusqu'à des masses de 0.02 $M_\odot \approx 21 M_{\text{Jup}}$, soit une incursion profonde dans le domaine des naines brunes. Il est à noter que l'influence de α_{MLT} sur les paramètres physiques de l'étoile pour des masses inférieures à $\sim 0.6 M_\odot$ est quasi-négligeable ([Baraffe et al. 2002](#)).

Malheureusement, ces modèles ne sont pas disponibles pour différentes métallicités (seul quelques modèles pour $[Fe/H] = -0.5$ sont fournis, le reste étant à métallicité solaire), et n'incluent pas la diffusion microscopique des éléments chimiques.

2. En réalité, des modèles d'évolution stellaire (ceux de Padoue) sont utilisés pour dériver ces quantités à partir des observables luminosité et température effective de l'étoile.

	codes				
	CESAM	BCAH98	Padoue (a)	Padoue (b)	Y ²
EOS ^a	OPAL 2001 ^b	SCVH'95	MHD Mi'90	MHD Mi'90	OPAL 2001
convection	Böhm-Vitense (1958)				
opacités	Iglesias & Rogers (1996); Alexander & Ferguson (1994)				
overshoot	Non	Non	Oui	Oui	Oui
atmosphère	MARCS ^c	AH'97 / Ha'99	CK'03 / Al'00	CK'03 / Al'00	??
diffusion ^d	Oui	Non	Non	Non	Oui
mixture	GN'93	GN'93	GN'93	GN'93	GN'96
$\alpha_{\text{MLT},\odot}$	2.052	1.9	1.68	1.68	1.7432
$X_{0,\odot}$	0.7065	0.716	0.708	0.723	0.7149
$Y_{0,\odot}$	0.2740	0.282	0.273	0.260	0.2670
$Z_{0,\odot}$	0.0195	0.02	0.019	0.017	0.0181
Réf.	[1]	[2], [3], [4]	[5], [6]	[7]	[8]

^a. $T < 10^7$ K

^b. Rogers & Nayfonov (2002)

^c. Gustafsson *et al.* (2008)

^d. Diffusion microscopique des éléments chimiques

TABLE 3.1 – Codes d'évolution stellaire utilisés dans cette thèse. Tous ces modèles utilisent la prescription de Böhm-Vitense (1958) pour le traitement de la convection (*c.-à-d.* *mixing length theory*), et les opacités radiatives de Iglesias & Rogers (1996) pour $\log T \geq 4$ et de Alexander & Ferguson (1994) pour $\log T < 4$. Les paramètres initiaux permettant de reproduire les caractéristiques globales de notre Soleil (T_{eff} , L_{\odot} , M_{\odot} , R_{\odot}) sont aussi donnés. Al'00 = Allard *et al.* (2000) AH'97 = Allard *et al.* (1997); BV'58 = Böhm-Vitense (1958); CK'03 = Castelli & Kurucz (2003); GN'93 = Grevesse & Noels (1993); GN'96 = Grevesse *et al.* (1996); Ha'99 = Hauschildt *et al.* (1999) Mi'90 = Mihalas *et al.* (1990); SCVH'95 = Saumon *et al.* (1995). [1] = Morel & Lebreton (2008); [2] = Baraffe *et al.* (1998); [3] = Baraffe *et al.* (2002); [4] = Girardi *et al.* (2000); [5] = Marigo & Girardi (2007); [6] = Marigo *et al.* (2008); [7] = Bertelli *et al.* (2008); [8] = Demarque *et al.* (2004)

Modèles de Padoue 2008

Comme les autres modèles utilisés dans ma thèse, les modèles de Padoue sont issus d'un code 1D. La [table 3.1](#) montre la physique utilisée et les valeurs de la calibration solaire. Deux modèles sont pris en compte : celui que je nomme Padoue (a), basé sur les modèles de [Girardi *et al.* \(2000\)](#); [Marigo & Girardi \(2007\)](#); [Marigo *et al.* \(2008\)](#), et Padoue (b) ([Bertelli *et al.* 2008](#)).

Leur calibration a été faite pour un Soleil âgé de 4.6 Ga avec une luminosité $L_{\odot} = 3.844 \times 10^{26}$ W, en essayant d'ajuster le modèle au rayon solaire et à la taille du cœur central issue des contraintes héliosismologiques. Ces modèles prennent donc en compte l'overshoot (en général pour des masses $> 1 M_{\odot}$), contrairement à CESAM. En revanche, la diffusion n'est pas incluse. La calibration n'est pas effectuée exactement de la même manière pour les deux modèles, ce qui explique les différences dans la [table 3.1](#).

Les tables sont présentées sous forme d'isochrones, pour des métallicités entre -0.8 et 0.5 dex et pour des masses entre 0.15 et 7-15 M_{\odot} , selon le modèle. Puisque les modèles sont fournis pour différents ensembles de (Z, X) , il n'y a pas de loi spécifique pour l'enrichissement de l'hélium en fonction de la métallicité, mais j'ai cependant inclus un ensemble qui suit une loi similaire à CESAM (*c.-à-d.* $Y_p = 0.245$ et $\Delta Y / \Delta Z = 2.2$).

Ces modèles commencent sur la ZAMS et continuent jusqu'à la AGB, ce qui s'avère utile pour étudier les systèmes relativement âgés (*p. ex.* voir [figure 4.9](#)). En effet, ces modèles ont bénéficié d'une attention particulière pour les stades avancés de l'évolution stellaire. Ainsi ces modèles seront préférés à CESAM pour des étoiles plutôt évoluées (mais possiblement encore sur la MS), et pour tester différentes compositions chimiques.

Modèles de Yale 2004

Pour finir, j'ai utilisé les modèles de Yale ([Demarque *et al.* 2004](#)), très répandus dans la communauté d'exo-planétologie, et développés en collaboration avec Yonsei, d'où le nom du modèle : Y^2 . La [table 3.1](#) montre la physique utilisée et les valeurs de la calibration solaire.

La calibration s'appuie sur un Soleil âgé de 4.55 Ga, et sur les valeurs solaires de la luminosité, du rayon, et du ratio $Z/X = 0.0244$ (compatible avec la mixture chimique de [Grevesse *et al.* \(1996\)](#)).

Les tables (isochrones ou tracés évolutifs) peuvent être générées pour n'importe quelle métallicité (Z entre 0.00001 et 0.08), différentes valeurs d'enrichissement en éléments α ($[\alpha/Fe]$ entre 0 et 0.6), et pour des masses entre 0.4 et 5 M_{\odot} . J'ai donc construit des modèles avec $\Delta Y / \Delta Z = 2$ ($Y_p = 2.3$), en accord avec [Demarque *et al.* \(2004\)](#).

Il est intéressant de noter que ces modèles implémentent la diffusion microscopique des éléments chimiques (les seuls avec CESAM) et l'overshoot, en plus de fournir des modèles enrichis en éléments α . Par ailleurs, ces modèles commencent un peu avant la ZAMS, et continuent sur la AGB.

3.1.2 Comparaison des modèles

Je suis actuellement en train de travailler sur la comparaison des modèles d'évolution stellaire (ceux présentés dans la [sous-section 3.1.1](#), mais je pense en inclure d'autres comme les modèles de Siess ([Siess *et al.* 2000](#)), et ceux de Teramo ([Pietrinferni *et al.* 2004](#))).

Cette comparaison a plusieurs objectifs. Tout d'abord, il s'agit de comparer les modèles entre eux, et donc d'estimer les erreurs intrinsèques dues à la modélisation stellaire pour différents types d'étoiles. Ensuite, je m'intéresse aux erreurs systématiques inhérentes à la modélisation : de combien change les paramètres d'une étoile donnée si je suppose un paramètre α_{MLT} différent, une composition initiale différente... Enfin, il s'agira de comparer ces

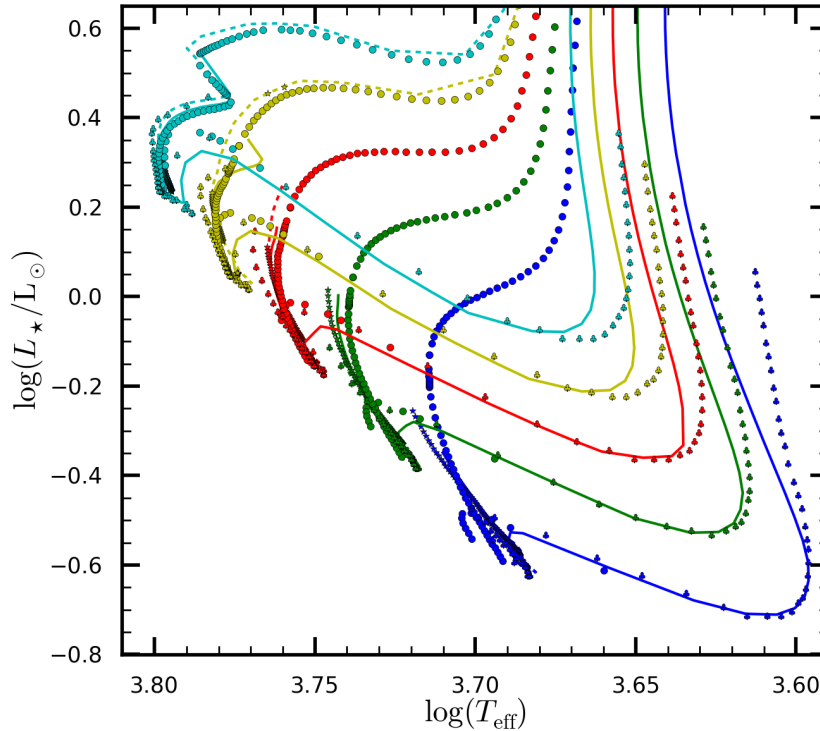


FIGURE 3.2 – Tracés évolutifs dans le plan $T_{\text{eff}} - L_{\star}$ pour des masses stellaires de 0.8 (bleu), 0.9 (vert), 1.0 (rouge), 1.1 (jaune) et 1.2 (cyan) M_{\odot} , et pour les modèles d'évolution stellaire CESAM (ligne pleine), Padoue (a) (ligne en pointillés), Padoue (b) (\star), Y^2 (\bullet), et BCAH98 (\clubsuit). Tous ces modèles sont calibrés sur le Soleil, et sont représentés pour une métallicité solaire ($[Fe/H] = 0$). Les modèles de CESAM et BCAH98 commencent en haut à droite sur la PMS, et finissent à la fin de la MS. Les modèles de Y^2 commencent un peu avant la ZAMS et continuent jusqu'à la fin de la MS (parallèles aux PMS de CESAM et BCAH98). Les modèles de Padoue (a) commencent sur la ZAMS et continuent aussi jusqu'à la fin de la MS. Enfin les modèles de Padoue (b) commencent sur la ZAMS et finissent à la fin de la MS.

modèles aux observations d'étoiles dont la masse et le rayon ont été mesurés (généralement des binaires), afin d'essayer de comprendre si un modèle serait plus adapté qu'un autre pour un type d'étoile donné. De manière générale, une telle comparaison permet non seulement d'investiguer la physique stellaire, mais aussi de mieux interpréter les résultats obtenus par la modélisation.

Les figures 3.2 à 3.5 montrent différents tracés évolutifs des modèles dans les plans $T_{\text{eff}} - L_{\star}$ (figure 3.2), $T_{\text{eff}} - \rho_{\star}$ (figure 3.3), $T_{\text{eff}} - g_{\star}$ (figure 3.4), et $T_{\text{eff}} - R_{\star}$ (figure 3.5) pour des masses allant de 0.8 (bleu) à 1.2 M_{\odot} (cyan) par pas de 0.1 M_{\odot} ³. L'axe des ordonnées des figures 3.3 et 3.4 a été inversé pour que toutes les figures puissent se lire temporellement de la même manière, *c.-à-d.* les modèles commencent en haut à droite sur la PMS pour CESAM et BCAH98, et sur la ZAMS pour les autres (située au point de rebroussement juste après la PMS, en bas à gauche), puis remontent progressivement.

De manière générale on peut dire que les modèles BCAH98 ont une PMS un peu différente de celle de CESAM, en particulier pour les âges inférieurs à ~ 10 Ma où BCAH98 est plus froid d'environ 150 K (soit $\approx 2.6\%$ de $T_{\text{eff},\odot}$). Sur le reste de la PMS, BCAH98 est plus lumineux que CESAM (et donc moins dense, plus grand, et avec une gravité plus petite). Pour l'évolution sur la MS, BCAH98 est généralement le modèle le plus chaud (jusqu'à 175 K

3. Tous les modèles représentés sont à métallicité solaire $[Fe/H] = 0$, et à $\alpha_{\text{MLT},\odot}$.

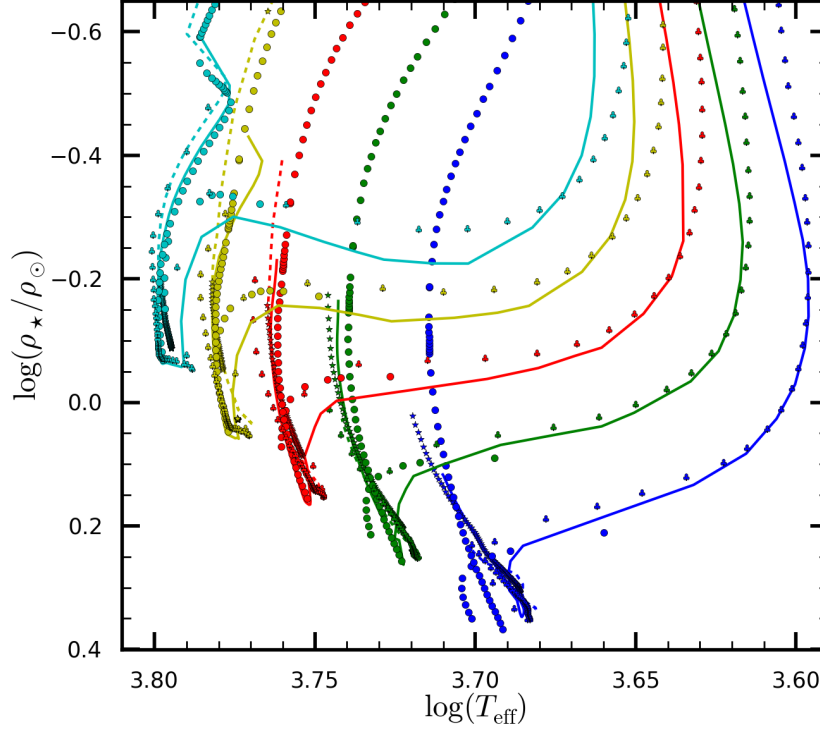


FIGURE 3.3 – Idem que la figure 3.2, mais pour des tracés évolutifs dans le plan $T_{\text{eff}} - \rho_*$. Attention, l’axe y est inversé afin que la lecture temporelle se fasse de la même manière que pour la figure 3.2.

de différence).

Les modèles de Padoue (a et b) sont globalement en bon accord avec CESAM. La différence sur la MS est inférieure à ~ 75 K (Padoue est plus chaud). L’évolution post-MS est cependant légèrement différente de Yale, avec des températures pouvant être jusqu’à ~ 150 K plus grandes. On peut remarquer que les modèles de ZAMS sont un peu plus lumineux (*c.-à-d.* moins denses, plus grands, avec une gravité plus petite), de l’ordre de 2%.

La différence principale entre les modèles réside sur le tracé évolutif d’une étoile de $1.1 M_{\odot}$, à la fin de la MS : CESAM montre une baisse brutale de la température à luminosité quasi-constante (comme pour une étoile de $1.2 M_{\odot}$), alors que ni Padoue, ni Yale n’a cette particularité. Les modèles de BCAH98, bien que n’allant pas aussi loin dans l’évolution, tendent à suivre le même chemin que CESAM. Or les modèles de Padoue et de Yale ont tous les deux l’overshoot implémenté pour des masses $\geq 1.0 M_{\odot}$, ce qui n’est pas le cas de CESAM ou BCAH98. C’est un bel exemple des effets du traitement de la zone convective dans ce type d’étoile.

En ce qui concerne les modèles de Yale, la transition PMS-MS est différente des modèles de CESAM et BCAH98 (plus lumineux à une température effective donnée). Par ailleurs, pour ces modèles, la ZAMS est généralement plus chaude et lumineuse que pour les modèles de BCAH98 et Padoue (environ 25 K, et 6% en luminosité, ou $\sim 9 \times 10^{24}$ W). Au contraire, CESAM et Yale sont en bon accord sur ce point (excepté pour $0.8 M_{\odot}$). Serait-ce l’effet de la diffusion des éléments chimiques ? l’EOS ? le modèle d’atmosphère ?

Cette première comparaison générale en fonction de la T_{eff} est instructive : les erreurs intrinsèques dues à la modélisation stellaire sont globalement de l’ordre de la précision des mesures que l’on peut avoir sur les différents paramètres. Ces deux incertitudes ne sont bien évidemment pas de même nature : l’une est issue des différences dans le modèle physique

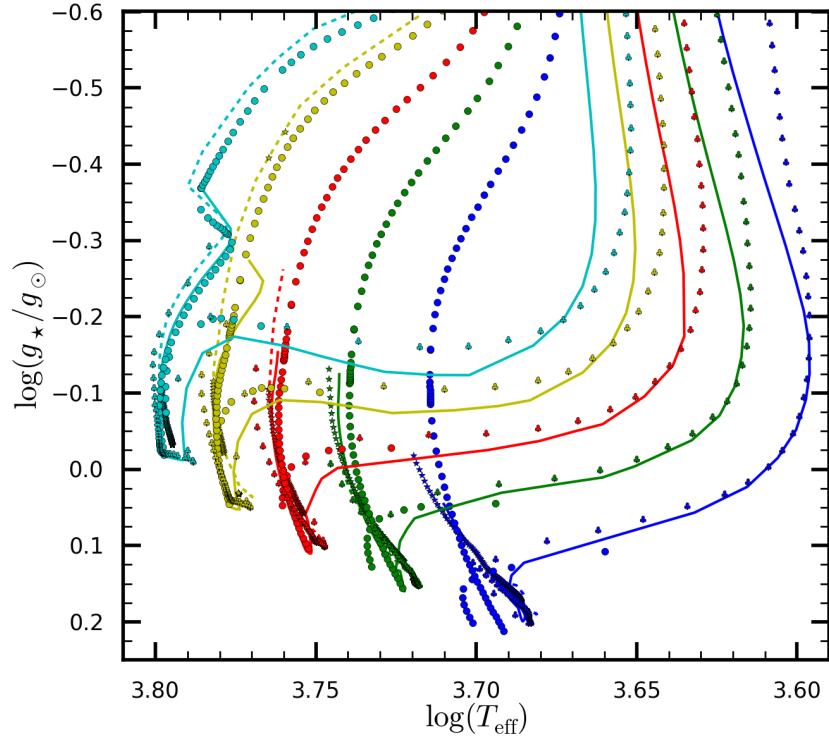


FIGURE 3.4 – Idem que la [figure 3.2](#), mais pour des tracés évolutifs dans le plan $T_{\text{eff}} - g_{\star}$. Attention, l'axe y est inversé afin que la lecture temporelle se fasse de la même manière que pour la [figure 3.2](#).

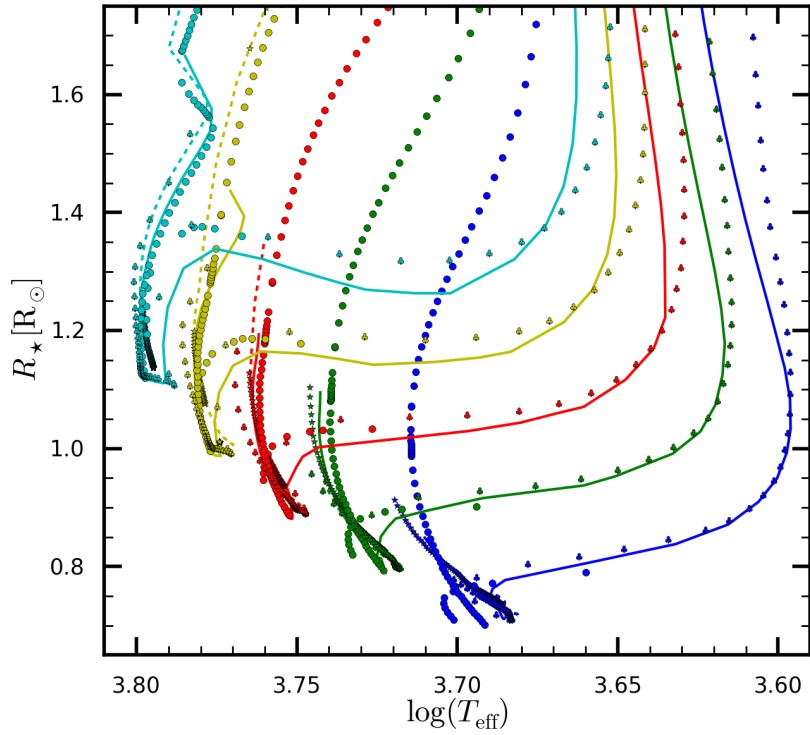


FIGURE 3.5 – Idem que la [figure 3.2](#), mais pour des tracés évolutifs dans le plan $T_{\text{eff}} - R_{\star}$.

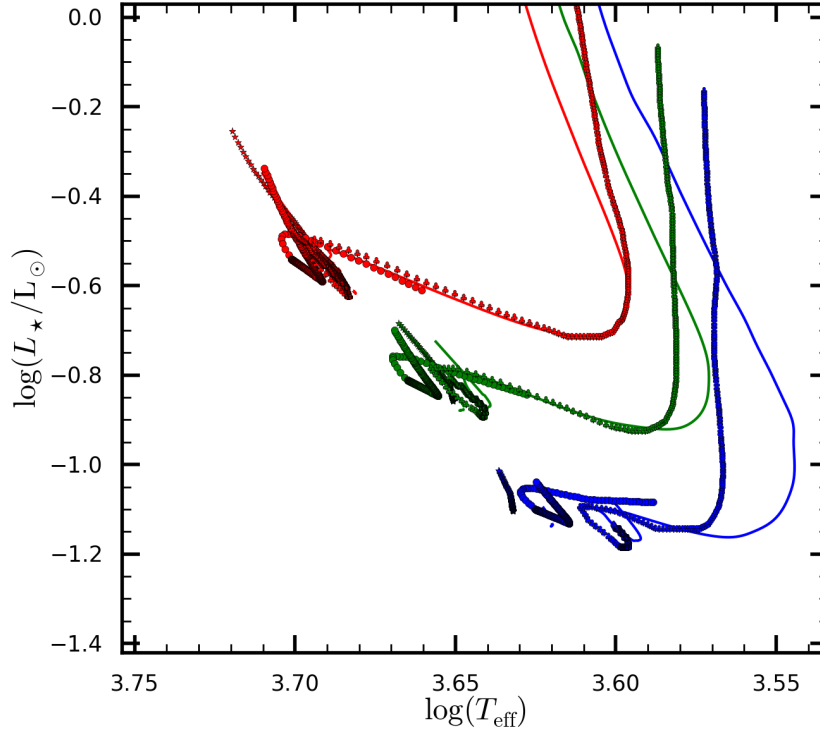


FIGURE 3.6 – Idem que la [figure 3.2](#), mais pour des masses de 0.6 (bleu), 0.7 (vert) et 0.8 (rouge) M_{\odot} .

implémenté dans les codes d'évolution, tandis que l'autre reflète le niveau signal/bruit des observations et notre capacité à comprendre les deux ⁴.

Il est difficile d'identifier les causes physiques des différences entre les modèles, car de nombreux paramètres rentrent en compte. Globalement une T_{eff} plus chaude peut être le résultat d'un modèle d'atmosphère différent incluant *p. ex.* des opacités additionnelles. Sur la PMS, le choix des conditions initiales et la prescription utilisée pour l'accrétion de planétoïdes ou la convection, peuvent être autant de source de différences. Pour les faibles masses, pour lesquelles on obtient de plus grandes disparités, l'atmosphère et les EOS vont avoir plus d'importance car dans ces gammes de (T, P) , les modèles vont être plus sensibles aux différents processus / contributions physiques implémentées (*p. ex.* changement de phase).

Bien que la majorité des systèmes aujourd'hui détectés ont une étoile centrale de masse comprise entre 0.8 et 1.2 M_{\odot} , il y a cependant de plus en plus de cas où la masse peut être inférieure (jusqu'à $\sim 0.2 - 0.3 M_{\odot}$) ou supérieure (jusqu'à $\sim 3 M_{\odot}$). La situation est plutôt bonne pour les étoiles de masse supérieure à 1.2 M_{\odot} , je ne détaillerai donc pas cette partie. Il n'en est pas de même pour les étoiles de faible masse. Dues aux limitations des grilles de modèles à ma disposition, je montre dans les figures [figure 3.6](#) à [figure 3.8](#) les tracés évolutifs pour des masses stellaires de 0.6, 0.7 et 0.8 M_{\odot} . On y voit clairement que les différences entre les modèles deviennent très importantes pour des masses $\lesssim 0.7 M_{\odot}$, et ce d'autant plus que la masse diminue. CESAM et BCAH98 restent en relativement bon accord sur la MS, mais divergent de plus en plus sur la PMS. Les modèles de Yale Y^2 et Padoue (a et b) peuvent

4. Ces bruits peuvent eux-mêmes être de source et de nature différentes : de nature physique (*p. ex.* limb-darkening), de nature statistique (*p. ex.* bruit de photon), de source stellaire (*p. ex.* taches solaires), de source galactique (*p. ex.* étoile de fond)... Ces bruits sont parfois compris, et en les analysant deviennent une source d'informations sur l'étoile étudiée!

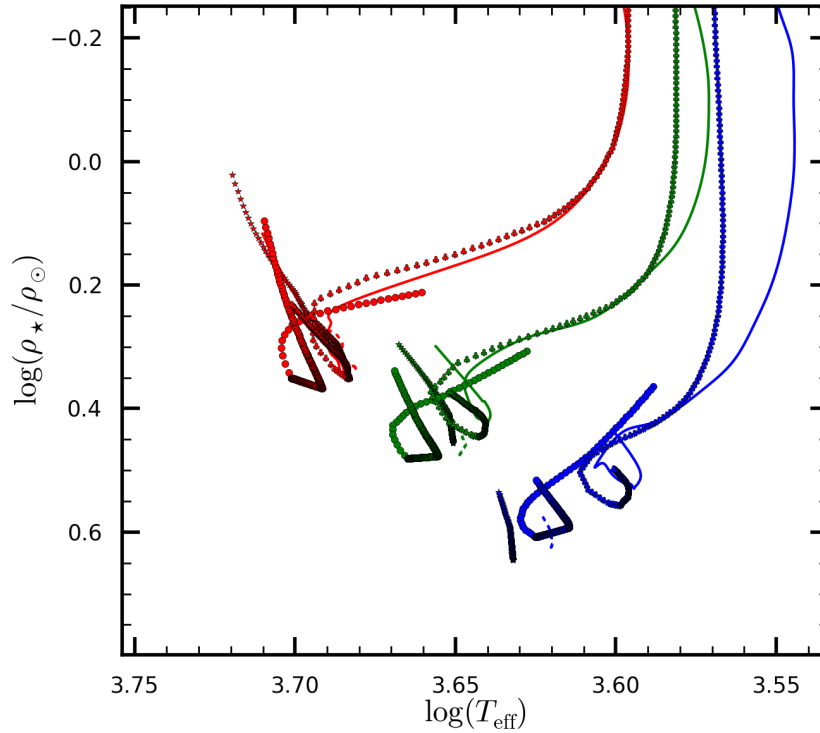


FIGURE 3.7 – Idem que la [figure 3.6](#), mais pour des tracés évolutifs dans le plan $T_{\text{eff}} - \rho_{\star}$.

même avoir des différences pouvant aller jusqu'à ~ 400 K avec CESAM pour une luminosité fixée.

L'interprétation de ces différences est délicate. Tout d'abord, le traitement de l'évolution stellaire sur la PMS dans CESAM est un peu plus sophistiquée que dans BCAH98, mais les modèles stellaires ne sont probablement pas très fiables pour cette phase de l'évolution : le mieux serait donc de ne privilégier aucun modèle sur la PMS. Pour la phase MS, les choses sont quelques peu différentes. Les modèles de BCAH98 sont connus pour traiter avec soin les étoile de faible et très faible masse (jusqu'à la transition entre le régime des planètes et des naines brunes, vers $12 M_{\text{Jup}}$) ([Demory et al. 2009](#)). Ainsi, il serait probablement plus judicieux de préférer ces modèles pour les étoiles de masse plus petite que $0.8 M_{\odot}$. À noter que les modèles de Padoue (a et b) et de Yale sont plus chauds que BCAH98 et CESAM, ce dernier étant généralement le plus froid. Par ailleurs les modèles de Padoue semblent être d'autant plus chaud que la masse diminue...

Dans la [figure 3.9](#) je compare les modèles à métallicité solaire (Y^2 excepté) dans le plan Masse-Rayon pour différents âges : 100-160 Ma, 1, ~ 5 , et ~ 8 Ga. En arrière-plan, sont représentées les données observationnelles de binaires ([Demory et al. 2009](#))⁵. Le rectangle rouge représente le rayon et la masse du Soleil à $\pm 1\%$. Tout d'abord, CESAM (lignes pleines) et BCAH98 (gros points) reproduisent très bien les paramètres actuels du Soleil, Padoue (lignes en pointillés) étant à la limite des 1%. Entre $\sim 0.7 - 0.8 M_{\odot}$ et $1.0 M_{\odot}$, les modèles sont relativement en bon accord : pour une masse donnée, les rayons sont compatibles à $\sim 0.02 R_{\odot}$. En deçà de $0.7 M_{\odot}$, les modèles tendent à montrer de plus grandes différences, pouvant aller jusqu'à $0.05 R_{\odot}$, comme remarqué précédemment (voir aussi [figure 3.8](#)). Dans cette gamme de masses, Padoue produit des modèles d'étoile plus petite, CESAM tenant

5. Ne pas considérer le tracé en petits pointillés noirs qui faisait partie de l'image contenant les données des binaires, ici utilisée en fond.

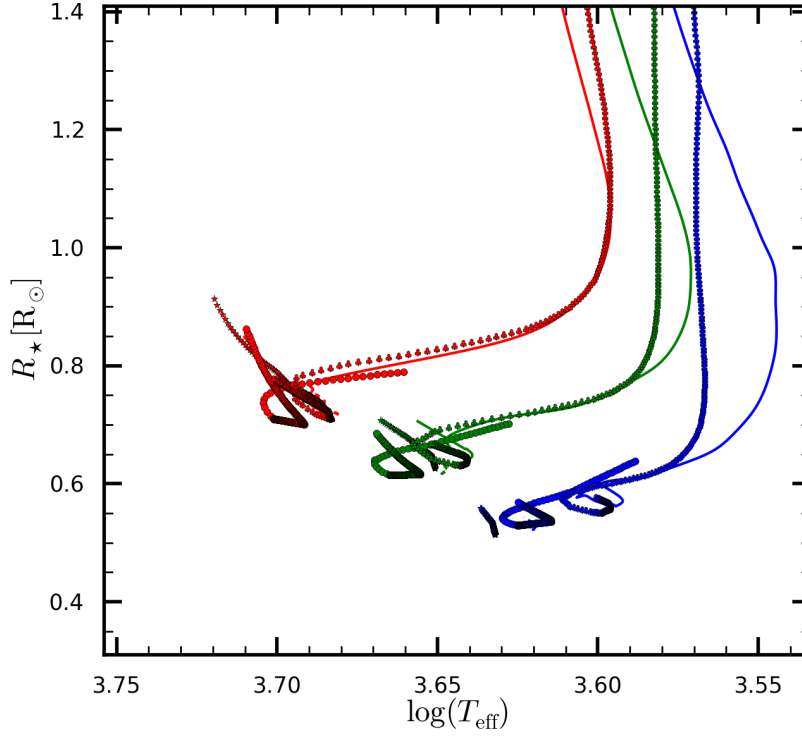


FIGURE 3.8 – Idem que la [figure 3.6](#), mais pour des tracés évolutifs dans le plan $T_{\text{eff}} - R_{\star}$.

l'autre extrême (compatible avec les résultats obtenus pour une luminosité donnée; voir [figure 3.6](#) et [équation 2.2](#)).

Toutes les données de binaires utilisées ici se situent à des masses inférieures à $\sim 0.9 M_{\odot}$, relativement bien reproduites par les différents modèles d'évolution stellaire, exceptés les binaires à éclipses du voisinage solaire (croix blanches, voir [Demory et al. \(2009\)](#)), pour lesquelles un changement dans la métallicité pourrait probablement expliquer le rayon mesuré (de même, la rotation de ces étoiles peut jouer un rôle important sur la structure interne). Au-delà de $1 M_{\odot}$, les modèles de Padoue divergent de plus en plus de CESAM et BCAH98 (qui sont en excellent accord) au fur et à mesure que la masse de l'étoile augmente. Dans cette région, l'overshoot est activé pour les modèles de Padoue.

Ainsi, pour les étoiles G, K et F tardives, tous les modèles semblent concorder dans la limite d'environ $0.035 R_{\odot}$, ce qui est généralement l'incertitude estimée sur le rayon des étoiles hôtes. Là encore, une analyse plus poussée devrait identifier la source de ces différences.

Après avoir comparé qualitativement ces modèles d'évolution stellaire, j'ai effectué une comparaison plus détaillée (voir [table B.1](#)) sur les variables suivantes : T_{eff} , ρ_{\star} , L_{\star} , R_{\star} , g_{\star} , $R_{\text{p,Jup}}$, $R_{\text{p,Nep}}$ et $R_{\text{p,\oplus}}$. Ces trois dernières variables sont construites à partir des hypothèses suivantes :

- $R_{\text{p,Jup}}$, rayon planétaire typique d'un Jupiter en transit devant le Soleil, soit $k = R_{\text{p}}/R_{\star} \approx 0.103$,
- $R_{\text{p,Nep}}$, rayon planétaire typique d'un Neptune en transit devant le Soleil, soit $k \approx 0.036$,
- $R_{\text{p,\oplus}}$, rayon planétaire typique d'une Terre en transit devant le Soleil, soit $k \approx 0.009$.

Pour calculer les différences entre modèles, j'ai choisi comme référence CESAM. Ainsi j'ai

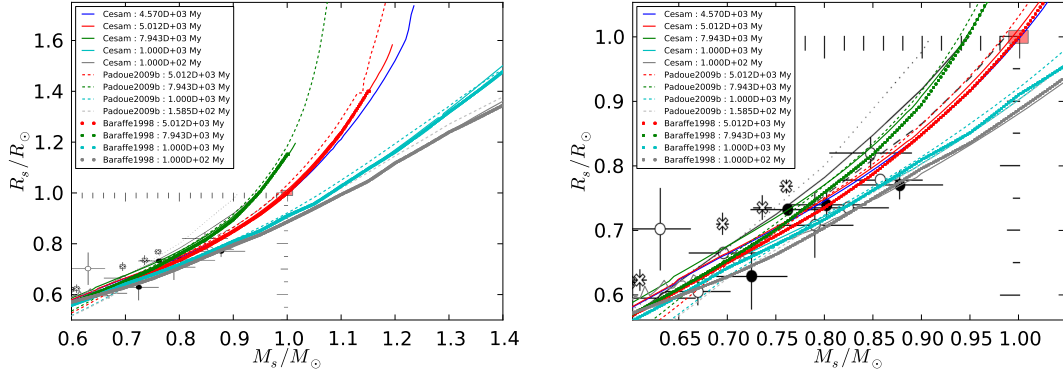


FIGURE 3.9 – Comparaison des modèles stellaires dans le diagramme Masse-Rayon pour différents âges. Les points représentent les mesures de masses et de rayons de binaires (Demory *et al.* 2009). Les isochrones à $\sim 100 - 160$ Ma (gris), ~ 1 Ga (bleu clair), ~ 5 Ga (rouge), et ~ 8 Ga (vert) pour les modèles de CESAM (lignes pleines), Padoue (b) (lignes en pointillés), et BCAH98 (gros points) sont tracés. En supplément, la ligne bleue représente le modèle CESAM calibrée sur le Soleil. Le rectangle rouge représente le rayon et la masse du Soleil à $\pm 1\%$ près. La figure de droite est un zoom sur la région inférieure à $1 M_{\odot}$ et $1 R_{\odot}$.

évalué les différences absolue (ΔX) et relative ($\Delta X/X$) de la manière suivante :

$$\Delta X = X_{\text{ref.}} - X_{\text{model}} \quad (3.2)$$

$$\Delta X/X = \Delta X/X_{\text{ref.}} \quad (3.3)$$

où X est l'une des variables de comparaison citées ci-dessus, et le modèle comparé X_{model} choisi parmi Padoue (a ou b), Y^2 et BCAH98. Par ailleurs j'ai considéré, qu'étant donnée une étoile peu active comme le Soleil, l'incertitude sur k est d'autant plus grande que la planète est petite, ce que j'ai traduit par les valeurs quelques peu arbitraires suivantes : $\Delta k = 1\%$, 2% , et 5% respectivement pour un Jupiter, un Neptune et une Terre. Il est entendu que ces erreurs sur k peuvent être totalement différentes pour les systèmes observés, en fonction notamment de l'activité de l'étoile, de sa magnitude... Ainsi, on peut estimer la différence sur ces rayons planétaires typiques à partir des différences calculées pour R_{\star} :

$$\Delta R_p = \sqrt{(R_{\star} \Delta k)^2 + (k \Delta R_{\star})^2} \quad (3.4)$$

En premier lieu j'ai considéré plusieurs tracés évolutifs (avec des masses allant de 0.6 à $1.3 M_{\odot}$), interpolés en âge, et donc pour lesquels j'ai pu calculer ΔX en plusieurs temps (*p. ex.* pour $1 M_{\odot}$, je calcule ΔX à 300, 320, 340... 5500, 5600, ... Ma). Ensuite la même méthode a été appliquée pour des isochrones (avec des âges de ~ 0.5 , 1 , ~ 3 , ~ 5 et ~ 8 Ga), cette fois-ci interpolées en masse. Dans le cas des tracés évolutifs, je moyenne donc sur les âges, tandis que dans le cas des isochrones je moyenne sur les masses. Je reporte donc dans la [table B.1](#) la moyenne des différences absolues ($\langle |\Delta X| \rangle$), le RMS⁶, et la valeur absolue maximum ($|\text{Max}(\Delta X)|$) de ces différences. Les valeurs entre parenthèses sont les grandeurs relatives équivalentes (voir [équation 3.3](#)). Pour les différences relatives sur $R_{p,\text{Jup}}$ (resp. $R_{p,\text{Nep}}$ et $R_{p,\oplus}$), j'ai simplement normalisé par rapport au rayon de Jupiter (resp. Neptune et Terre).

Les différences les plus importantes, tout âge et toute masse confondus, sont (dans l'ordre décroissant de magnitude) sur les variables ρ_{\star} , g_{\star} et L_{\star} . On remarque aussi que le RMS

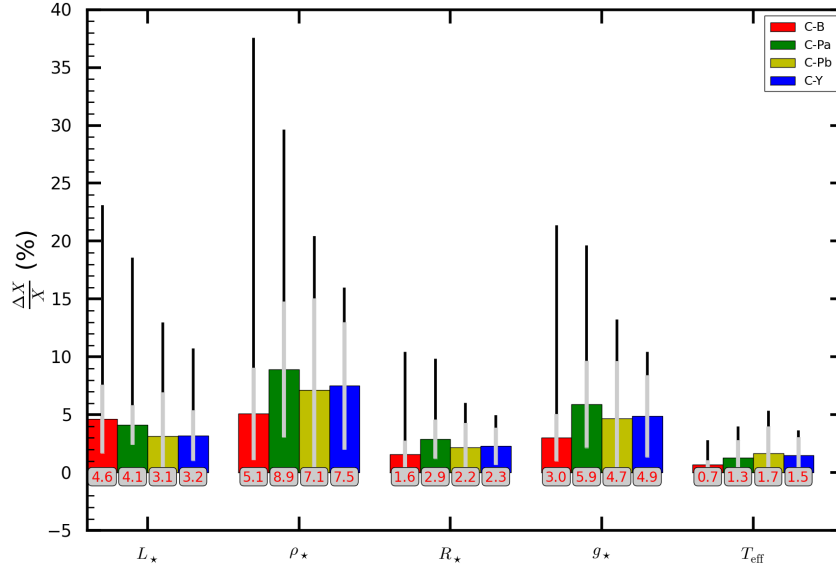


FIGURE 3.10 – Incertitudes intrinsèques des modèles d’évolution stellaire sur différentes variables : T_{eff} , ρ_* , L_* , R_* , g_* . Les modèles comparés sont abrégés : C-Pa (vert) = CESAM - Padoue (a), C-Pb (jaune) = CESAM - Padoue (b), C-Y (bleu) = CESAM - Y², et C-B (rouge) = CESAM - BCAH98. Les épaisses barres de couleurs représentent la moyenne sur toutes les masses et tous les âges des erreurs intrinsèques (moyenne des valeurs entre parenthèses de la colonne 4 de la [table B.1](#)), la barre grise représente la déviation standard de ces erreurs, et la barre noire est la moyenne des maximums (moyenne de la colonne 6). Les chiffres en bas sont les valeurs des moyennes des incertitudes intrinsèques.

est généralement de l’ordre de la moyenne, ce qui signifie que ces erreurs intrinsèques aux modèles ne sont pas constantes pour une isomasse ou une isochrone donnée, et que parfois la différence peut être très grande comme le montrent les valeurs des maximums. D’autre part, il apparaît clairement que ces différences sont plus importantes (facteur 2 à 6) pour des âges jeunes que pour des stades d’évolution plus avancés (en se rappelant que l’étude porte principalement sur la PMS et la MS). En outre, on constate bien que ces différences sont aussi plus grandes (entre 2 et 8 fois) pour les petites masses ($M_* \lesssim 0.7$). Cela confirme ce qu’on avait pu voir par ailleurs sur les comparaisons qualitatives précédentes à T_{eff} donnée.

Le résumé de ces comparaisons détaillées est représenté dans la [figure 3.10](#) : j’ai moyenné les valeurs relatives des moyennes des différences et des maximums (représentés en barres de couleurs et barres noires respectivement). La barre grise indique la déviation standard de cette moyenne de moyennes, tandis que les valeurs numériques dans les petits rectangles gris indiquent sa valeur (pour faciliter la lecture). On voit très nettement maintenant que l’incertitude la plus grande est sur la densité stellaire. On peut noter aussi que les erreurs intrinsèques des modèles sur la température effective T_{eff} et le rayon stellaire R_* sont relativement petites⁷. Ainsi, si deux études différentes d’un système en transit sont effectuées, les rayons stellaires dérivés peuvent différer d’un facteur de l’ordre de 2%. Il apparaît difficile dans ce contexte de réduire cette incertitude intrinsèque dans le cadre de mission comme PLATO, bien qu’il faudrait étudier les bénéfices que l’astérosismologie apporte dans ce cas, et comment elle peut permettre de contraindre mieux les modèles. De plus, une incertitude moyenne de 1.5% sur la T_{eff} se traduit par des températures de l’ordre de 80-100 K, non né-

7. Remarque : on ne peut pas faire un calcul d’erreur simple, qui à partir de ΔT_{eff} et ΔR_* nous donnerait ΔL_* , car ici ce sont des moyennes de moyennes. On ne connaît donc ni T_{eff} ni R_* , nécessaires pour calculer le coefficient de corrélation.

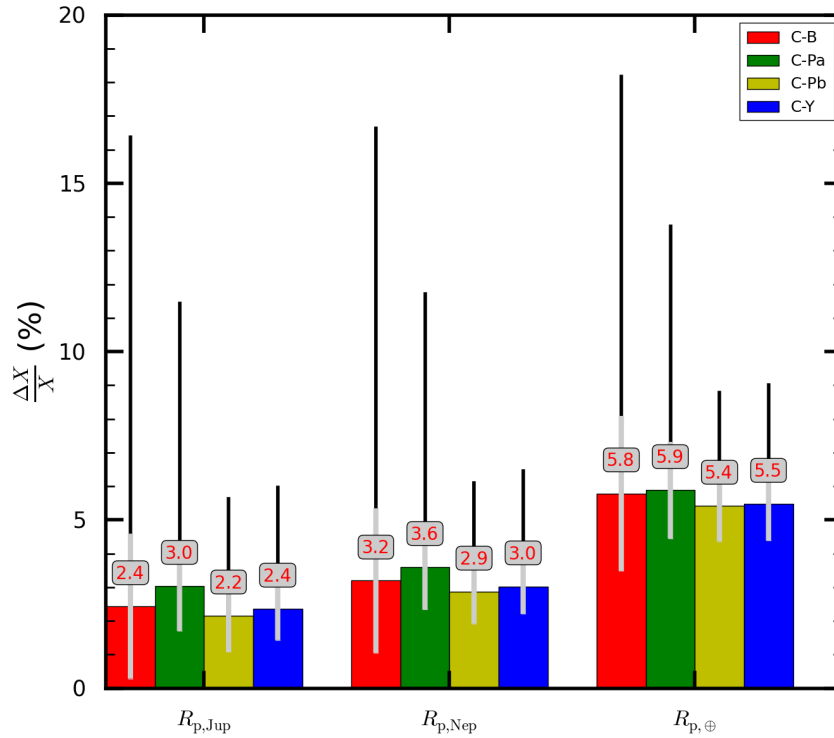


FIGURE 3.11 – Idem que la [figure 3.10](#), mais pour les variables $R_{p,Jup}$, $R_{p,Nep}$ et $R_{p,\oplus}$

gligeables pour la caractérisation d'un système. Une conclusion importante de la [figure 3.10](#) est que les différences entre les modèles sont surtout d'ordre structurelles. En effet, les variables T_{eff} et R_\star ne sont pas très affectées, tandis que la densité et la luminosité le sont 3 à 5 fois plus, indiquant que le traitement de l'intérieur stellaire et de l'atmosphère sont probablement la cause de ces disparités. En se rappelant que ces différences sont plus importantes pour les petites masses et les âges jeunes, on peut penser aussi que l'EoS et les opacités jouent certainement un rôle important.

En ce qui concerne l'impact de ces incertitudes relatives intrinsèques moyennes sur le rayon planétaire, la [figure 3.11](#) montre le résumé des résultats de la [table B.1](#). Bien qu'ils n'aient rien d'universels, ces calculs pour des transits types montrent bien que quelque soit le modèle utilisé, l'erreur intrinsèque à la modélisation sur les rayons planétaires est de l'ordre de 2-3% pour les géantes (Jupiters et Neptunes), et monte jusqu'à 5.5% pour les planètes terrestres (si on suppose vrai que l'erreur sur la profondeur de transit est plus grande pour les petites planètes, ce qui ne sera pas forcément le cas).

Pour conclure sur ces résultats (préliminaires) de la comparaison stellaire, j'indique dans la [table 3.2](#) les recommandations que l'on peut faire pour le choix d'un modèle stellaire par rapport à différents critères. Ces recommandations sont à prendre avec des pincettes, certains modèles (comme CESAM) pouvant répondre facilement à certains besoins pour peu que l'on construise les grilles appropriées. Donc certaines des cases laissées vides dans ce tableau peuvent être facilement remplies. Ceci étant dit, compte tenu de la comparaison faite précédemment, et en gardant à l'esprit qu'aucune réelle investigation sur les causes physiques de cette comparaison n'a encore été faite, on peut spécifier si un modèle devrait être préféré à un autre dans certaines situations. Il est clair que sur la MS, pour des masses supérieures à $\sim 0.8 M_\odot$, tous les modèles sont en relativement bon accord. Bien sûr, pour les masses supérieures à $\sim 1 M_\odot$ l'overshoot peut être nécessaire afin de reproduire les observations,

	Modèles				
	CESAM	BCAH98	Padoue (a)	Padoue (b)	Y^2
PMS	•	•			
MS	•	•	•	•	•
Post-MS			•	•	•
$[Fe/H]$	•	~	•	•	•
$[\alpha/Fe]$					•
Comp. chim. (X, Y)			•	•	•
α_{MLT}	•	◦			
$M_{\star} \lesssim 0.7 M_{\odot}$	◦	•	~	~	~

TABLE 3.2 – Recommandations pour l’utilisation des modèles stellaires. La colonne de droite spécifie le critère de choix (*p. ex.* PMS signifie que l’on veut modéliser un système sur la PMS, et α_{MLT} que l’on veut tester différentes valeurs pour l’efficacité de convection). Pour une recommandation franche, • est utilisé, tandis que ◦ veut dire qu’on ne peut écarter les solutions fournies par le modèle. ~ sera utilisé pour les cas où il faudra faire attention, et une case vide indiquera que le modèle ne peut être utilisé pour ce critère (voir texte).

mais étant donné le manque de compréhension de la physique sous-jacente, il est difficile d’écarter les modèles sans. Je pense même qu’il est utile d’utiliser plusieurs types de modèles pour cette gamme de masse, afin d’estimer des erreurs qui reflètent les incertitudes physiques de la modélisation.

Pour la PMS, là il n’y a pas trop de choix : ce sera soit CESAM, soit BCAH98. Cependant, il suffit de télécharger les tables correspondantes pour les modèles de Padoue (a et b), et de les produire pour Y^2 via l’interpolateur fourni. La situation est exactement inversée pour les phases post-MS. Il faut noter tout de même que les modèles de Padoue (a et b) apportent un soin particulier à ces stades d’évolution.

Mis à part BCAH98, qui ne fournit que deux métallicités (0 et -0.5), tous les modèles permettent d’étudier n’importe quelle étoile hôte dont la contrainte sur la métallicité est connue. À noter que Y^2 est le seul modèle capable de fournir des compositions enrichies en éléments α . En outre, les grilles de CESAM et BCAH98 utilisées dans cette étude ne permettent pas d’explorer des compositions chimiques diverses (*c.-à-d.* changer la fraction de masse d’hydrogène X , et/ou d’hélium Y indépendamment). Avec CESAM, ceci est tout à fait possible, il suffit juste, encore une fois, de créer les grilles de modèles.

Enfin, si on veut étudier des étoiles de faible masse, BCAH98 est à favoriser clairement par rapport à tous les autres, étant donné que c’est le modèle considéré comme reproduisant le mieux les observations. Ceci étant, là encore, on ne peut exclure les autres modèles. Ce tableau sera donc à compléter/modifier quand de nouvelles grilles seront implémentées dans mon code SET.

Toute cette étude de comparaison n’a qu’un seul but : s’équiper pour mieux modéliser les étoiles, et ainsi contraindre de manière consistante les paramètres de la planète. Par "mieux modéliser", j’entends prendre en compte toutes les solutions possibles étant données les contraintes observationnelles. Cela n’implique par forcément des contraintes plus fortes sur les paramètres ainsi déduits de l’étoile ou de la planète. Bien que cette comparaison doit être étendue de manière plus spécifique aux planètes, on peut s’intéresser maintenant aux effets des erreurs systématiques sur les paramètres physiques dues à la modélisation.

Dans la [figure 3.12](#), je montre les erreurs systématiques pour un système similaire à HD-149026. La première étude de ce genre à avoir été faite est celle de [Cody & Sasselov \(2002\)](#) pour HD-209458. Ils avaient à l’époque essayé d’estimer les paramètres physiques des objets du système en tenant compte des erreurs systématiques dans la modélisation

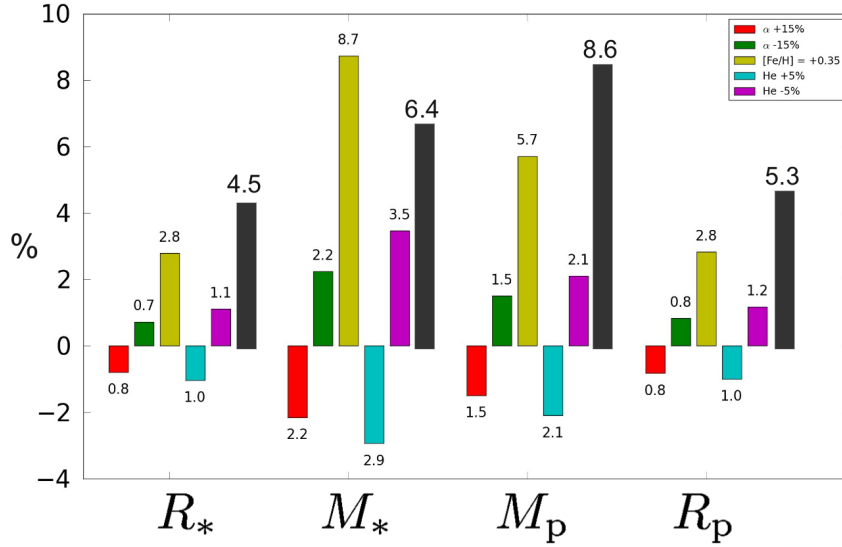


FIGURE 3.12 – Effets systématiques de la modélisation stellaire. Test pour un système similaire à HD-149026. Le modèle de référence est à métallicité solaire, alors que la métallicité mesurée est de $[Fe/H] \sim 0.36$. Différents modèles stellaires ont été calculés sur la base de la référence avec les changements suivants : $\alpha_{\text{MLT}} = \pm 15\% \alpha_{\text{MLT},\odot}$ (rouge et vert), contenu en hélium initial $\pm 5\%$ (bleu et violet), et $[Fe/H] = 0.35$ (jaune). Les barres noires représentent l'erreur moyenne sur les paramètres stellaires et planétaires dérivés dans la littérature.

stellaire. Cependant, les contraintes primaires qu'ils ont utilisés n'incluaient pas la densité stellaire, ce qui a pour effet d'avoir un plus grand nombre de solutions (*c.-à-d.* erreurs plus grandes). Ici, le modèle de référence servant à modéliser l'étoile est un modèle à métallicité solaire. Les erreurs sur la T_{eff} , $[Fe/H]$, et ρ_* sont symboliques (50 K, 0.08 dex, et 0.03% respectivement). Aux solutions R_* , M_* , M_p (via l'équation 2.65) et R_p trouvées avec le modèle de référence, je calcule les changements induits par une modification d'un paramètre du modèle. Parmi ces paramètres explorés, deux ne sont pas observables : l'efficacité de convection α_{MLT} , et la proportion d'hélium initiale, le dernier paramètre étant la métallicité. Aucune erreur n'est considérée sur $k = R_p/R_*$, l'excentricité e , la semi-amplitude de vitesse radiale K_* , ou l'inclinaison i , afin de ne voir ici que l'influence des effets systématiques de la modélisation stellaire. Comme attendu, l'erreur relative sur R_p est la même que sur R_* . On voit nettement pour ces deux variables que ni un changement raisonnable sur α_{MLT} ($\pm 15\%$) ni sur He ($\pm 5\%$) n'a de réel impact (moins de 1%). Au contraire, en modélisant de manière standard ce système (*c.-à-d.* en utilisant un modèle à la métallicité mesurée), on a une effet systématique d'environ 2.8%, non négligeable comparé au 4-5% d'erreurs moyennes généralement reportées pour ces paramètres dans les articles.

La masse est plus sensible aux effets systématiques que le rayon. Dans le cas de l'étoile, un modèle à métallicité solaire surestimera le rayon d'environ 9% par rapport à un modèle avec le bon $[Fe/H]$, ce qui est plus grand que l'incertitude moyenne des étoiles hôtes observées. Pour la planète, l'erreur est bien environ 2/3 fois plus petite. Une comparaison avec les résultats obtenus pour HD-209458 (Cody & Sasselov 2002) montre un excellent accord : ils ont fait varier le contenu de l'hélium d'environ $\pm 7\%$, et obtiennent un effet systématique sur la masse stellaire de $\sim \mp 3.8\%$ (les variations sont opposées, comme dans notre résultat), en très bon accord avec nos $\mp 3-3.5\%$ pour un changement de $\pm 5\%$ sur l'abondance de l'hélium. En outre, la comparaison reste bonne pour l'effet systématique de α_{MLT} sur M_* : nos $\mp 2.2\%$ pour une variation de $\pm 15\%$, est comparable à leur $\pm 3\%$ pour une variation de $\mp 8\%$, soit un

effet presque de même magnitude. Donc il est intéressant de noter qu’une valeur sous-estimée de α_{MLT} (ou He), surestimera la masse et le rayon de l’étoile et de la planète.

3.2 Modèles d’évolution planétaire

Bien que l’équation 2.69 montre qu’il est possible d’avoir des contraintes purement observationnelles sur la planète, l’équation 2.65 et $k = R_p/R_\star$ montrent aussi que les paramètres essentiels que sont la masse et le rayon ne sont accessibles que par une modélisation stellaire. Mais pour obtenir plus d’informations sur la planète, il est nécessaire de la modéliser. Je vais maintenant discuter du modèle planétaire que j’ai utilisé pendant ma thèse sur quelques planètes.

3.2.1 CEPAM

Pour les planètes géantes, je me suis servi du code d’évolution CEPAM⁸, créé et développé par T. Guillot (Guillot & Morel 1995). Ce code est en réalité basé sur CESAM, et a été adapté à la physique spécifique des planètes, pour étudier la structure interne des géantes gazeuses. La principale différence est l’absence de réactions thermonucléaires. Mais la gamme de (P, T, ρ) étant différente (plus froid, plus dense), quelques traitements physiques changent. L’équation d’état utilisée est celle de Saumon *et al.* (1995), tandis que la MLT (Böhm-Vitense 1958) décrit les processus de convection dans l’enveloppe⁹. Les opacités radiatives de (Allard *et al.* 1997; Alexander & Ferguson 1994) sont utilisées. Le modèle d’atmosphère est décrit dans Guillot (2010), et tient compte de deux types d’opacités : l’une dans le visible, et l’autre dans l’infrarouge thermique.

Les modèles CEPAM, ainsi qu’expliqué dans la sous-section 2.2.1, sont des modèles à trois couches :

- un noyau dense fait de roches et de glaces,
- une enveloppe gazeuse composée d’hydrogène et d’hélium (dans des proportions solaires),
- une atmosphère.

Puisqu’on ne sait pas très bien quelle doit être la distribution des éléments lourds dans la planète (dans le noyau ? dans l’enveloppe ? dans les deux ?), par simplicité, et étant données les incertitudes sur p . *ex.* les équations d’états, on suppose que la totalité des éléments lourds sont contenus dans le noyau central, bien qu’il serait plus réaliste dans certains cas de supposer qu’une partie au moins est mélangée dans l’enveloppe, ce qui peut induire une différence de l’ordre de 1% sur la taille ainsi calculée (Baraffe *et al.* 2008). Une telle hypothèse permet en outre de comparer les modèles de différentes planètes entre eux : même physique, donc même biais.

Tous les modèles planétaires utilisés dépendent d’un certain nombre de paramètres, en plus de la masse totale M_p de la planète :

- rayon initial. Les modèles ont tous un rayon initial de $2 R_{\text{Jup}}$ ¹⁰ et font évoluer la planète jusqu’à 10 Ga,
- $\alpha_{\text{MLT}} = 1.9$. Comme montré dans la sous-section 2.2.1, ce paramètre de convection n’a pas d’importance pour les objets de masse planétaire,

8. Code d’Évolution Planétaire Adaptatif et Modulaire

9. Ainsi que noté précédemment, la valeur de α_{MLT} n’a que peu d’importance pour les objets dans cette gamme de masse

10. cette valeur n’a que peu d’influence car les conditions initiales sont très vite oubliées ($\sim \text{Ma}$) et n’influent pas sur le reste de l’évolution.

- composition chimique de l'enveloppe. En général, on suppose une enveloppe de composition solaire ($X = 0.7$, $Y = 0.3$). L'équation d'état de [Saumon et al. \(1995\)](#) traitant les éléments lourds comme de l'hélium, cela revient à supposer $Z = 0.02$.
- composition du noyau. La proportion roches / glaces peut être changée. La plupart des modèles supposent un noyau fait purement de roches (*c.-à-d.* MgSi, Fe, ...), mais pour les planètes requérant une grande quantité d'éléments lourds (\sim les planètes de masse équivalent à celle de Neptune), différentes fractions du ratio roches/glaces ont été explorées (typiquement de 0 à 1),
- modèle d'atmosphère. Le modèle de [Guillot \(2010\)](#) a deux paramètres : l'opacité moyenne dans le visible et celle dans l'infrarouge. Voir la [section 5.2](#) pour un exemple d'utilisation,
- dissipation. Pour les planètes dont la taille est trop grande par rapport aux modèles standards, il est possible de dissiper une certaine quantité d'énergie au centre. Généralement entre 0.5 et 1% du flux stellaire (voir [sous-section 3.2.2](#)) suffisent, mais certains cas ont nécessité une gamme plus grande de valeurs (*p. ex.* [section 4.2](#)). Il faut noter que ce paramètre de dissipation dépend de la température stellaire T_{eff} , de son rayon R_{\star} , de celui de la planète R_p , et de la distance entre les deux a . Les modèles planétaires s'appuyant sur la modélisation stellaire, on connaît les solutions de R_p , et on a pris une valeur moyenne pour estimer la quantité d'énergie dissipée.
- température d'équilibre T_{eq} . Tous les modèles prennent en compte l'irradiation de la planète. T_{eq} est calculée à partir de l'[équation 2.44](#), mais pour certaines planètes dont l'excentricité est élevée, j'ai calculé une moyenne temporelle de T_{eq} . Par ailleurs, on a toujours supposé un albédo de Bond nul $A = 0$, pas d'effet de serre (autre que celui implémenté dans le modèle d'atmosphère [Guillot \(2010\)](#)), et une émission à travers toute la surface de la planète ($f = 4$).

Pour finir, il est intéressant de noter que jusqu'à maintenant, nous sommes restés relativement nébuleux quant à la définition du rayon planétaire. Pour pouvoir utiliser correctement cette contrainte issue des transits, il est nécessaire que les rayons issus des modèles d'évolution soient définis de la même manière. Dans CEPAM, le rayon planétaire calculé est défini à 10 bars : $R = R_{10}$.

Ainsi il faut ajouter la correction pour le rayon photométrique R_{phot} (*c.-à-d.* d'où sont émis les photons) et pour le rayon de transit R_{chord} (rayon défini par l'altitude à laquelle un photon en provenance de l'étoile suit un trajet - le long d'une "corde" - à travers la haute atmosphère de la planète puis nous parvient ; *p. ex.* [Burrows et al. \(2007\)](#)) :

$$R_{\text{chord}} = R_{10} + \Delta R_{\text{phot}} + \Delta R_{\text{mbar}} \quad (3.5)$$

où $\Delta R_{\text{phot}} = R_{\text{phot}} - R_{10}$, et $\Delta R_{\text{mbar}} = R_{\text{chord}} - R_{\text{phot}}$.

En général, on considère que les photons sont émis d'une couche où l'épaisseur optique vaut $\tau_{\text{phot}} = 2/3 = \kappa \rho_{\text{phot}} H_p$ (où κ est l'opacité dépendante de la longueur d'onde, ρ_{phot} est la densité massique au niveau de la photosphère, et H_p l'échelle de hauteur de pression). Pendant ma thèse j'ai fait ces corrections *a posteriori*, en estimant que la pression à $\tau = 2/3$ est de l'ordre de $P_{\text{phot}} \sim 0.1$ bar, puis en calculant une échelle de hauteur de pression pour une température $T_{\text{eq}} \sim T_{10}/1.25$ et une masse moléculaire moyenne $\mu \sim 2.35$ g/mol (correspondant à une atmosphère où la fraction massique d'hydrogène (resp. d'hélium) est

$X_H = 0.7$ (resp. $X_{He} = 0.3$), et en suivant le calcul de [Burrows et al. \(2007\)](#), soit :

$$\mu = \frac{m_{\text{tot}}}{Nm_H} \quad (3.6)$$

$$g = \frac{GM_p}{R_{10}^2} \quad (3.7)$$

$$H_p = \frac{\mathcal{R}T_{\text{eq}}}{\mu g} \quad (3.8)$$

$$\Delta R_{\text{phot}} \approx H_p \ln \left(\frac{P_{10}}{P_{\text{phot}}} \right) \quad (3.9)$$

$$\Delta R_{\text{mbar}} \approx \frac{H_p}{2} \ln \left(\frac{2\pi R_{10}}{H_p} \right) \quad (3.10)$$

où \mathcal{R} est la constante des gaz parfait.

Cette correction est importante (jusqu'à $\sim 5\%$ de différence relative par rapport à R_{10}) quand il s'agit d'interpréter les observations et d'obtenir les compositions des planètes étudiées.

3.2.2 Anomalies de rayon

Un des problèmes de longue date est que beaucoup des exoplanètes ont un rayon observé incompatible avec les modèles d'évolution standards. Trois effets entrent en compétition :

- la planète se refroidit et se contracte graduellement,
- les planètes irradiées développent une zone radiative externe profonde, et se contractent donc moins vite,
- les planètes contenant plus d'éléments lourds sont plus denses et plus petites (en général).

La [figure 3.13](#) montre le diagramme masse-rayon pour les planètes (jusqu'aux étoiles) âgées de 10 Ga. Ainsi, on voit très bien que pour une masse donnée, le modèle avec la plus grande taille sera celui sans noyau (*c.-à-d.* sans éléments lourds), et avec la température la plus élevée. Cependant, pour une masse et un rayon donné, le problème est dégénéré en les paramètres : T_{eq} , M_{core} , dissipation, ...

La première planète détectée en transit, HD-209458b ([Charbonneau et al. 2000](#)), a été décrite comme anormalement large par rapport à ce que la théorie pouvait prédire ([Bodenheimer et al. 2001](#); [Guillot & Showman 2002](#); [Baraffe et al. 2003](#)). On définit alors l'anomalie de rayon d'une planète comme la différence entre le rayon observé et la taille théorique issue d'un modèle de composition solaire de même masse et de même âge ([Guillot et al. 2006](#)) :

$$\Delta R_p^{\text{anom}} = R_p^{(\text{obs})} - R_p^{(\text{no core})} \quad (3.11)$$

La [figure 3.14](#) montre les anomalies de rayon des exoplanètes ([Guillot et al. 2006](#); [Burrows et al. 2007](#); [Guillot 2008](#); [Laughlin et al. 2011](#)). Concrètement, les valeurs positives de ΔR_p^{anom} indiquent que les modèles manquent de phénomènes / processus physique(s). Plusieurs explications ont été avancées :

1. ralentir la contraction (et donc le refroidissement). Cela peut se faire par une augmentation des opacités (intérieures et atmosphériques) ([Guillot 2006](#); [Burrows et al. 2007](#)), ou par un processus de semi-convection ([Chabrier & Baraffe 2007](#)), et a pour conséquence de retenir la chaleur. Dans le cas des opacités, une augmentation d'un facteur 10 est généralement envisagé, alors que pour la double-diffusion (semi-convection), c'est la présence d'un gradient moléculaire qui crée des convections en couches oscillatoires, réduisant l'efficacité de transport de la chaleur,

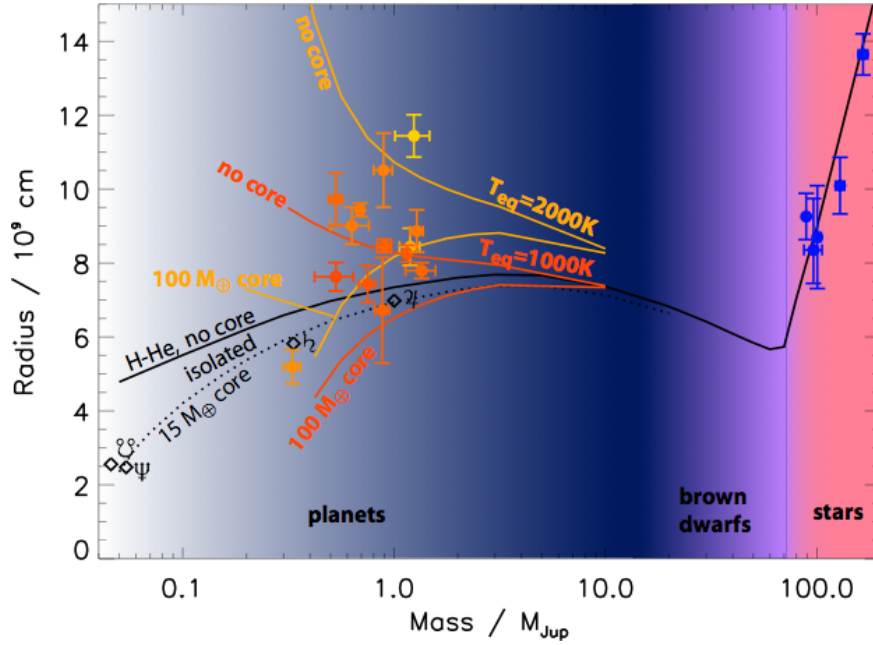


FIGURE 3.13 – Diagramme Masse-Rayon pour les planètes âgées de 10 Ga. Les modèles d'évolution standards pour des planètes isolées sont tracés en noir ($M_{\text{core}} = 0$ en ligne pleine, et $M_{\text{core}} = 15 M_{\oplus}$ en pointillés). Des modèles pour les planètes irradiées avec une T_{eq} de 1000 K (resp. 2000 K) sont représentés en orange (resp. jaune) avec et sans noyau.

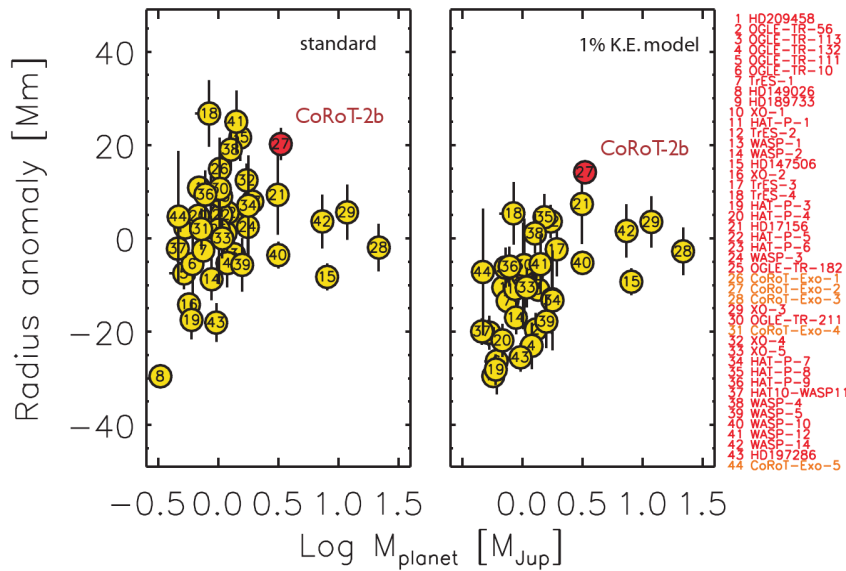


FIGURE 3.14 – Anomalie de rayon des exoplanètes. Toute valeur positive de l'anomalie de rayon indique une physique manquante. A gauche, les modèles standards. A droite, les modèles avec dissipation d'énergie. Figure issue de (Guillot *et al.* 2006) et mis à jour en 2008.

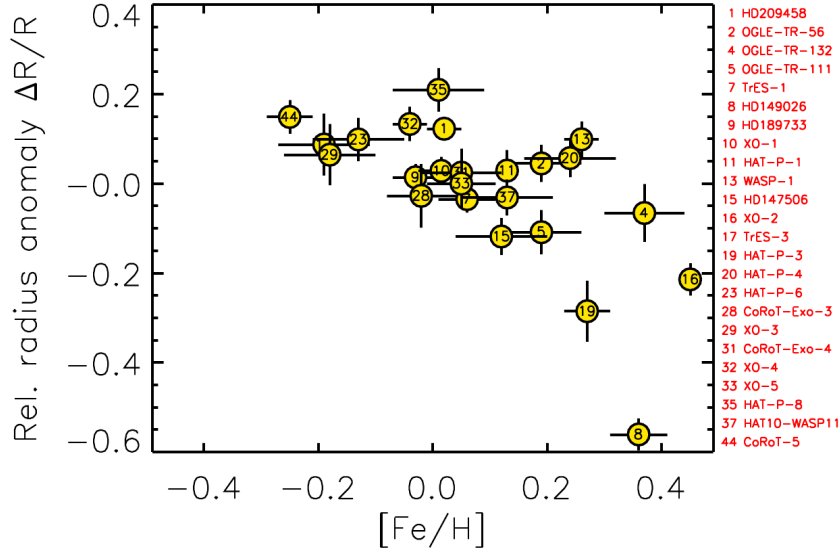


FIGURE 3.15 – Corrélation entre l'anomalie de rayon planétaire et la métallicité de l'étoile. Figure issue de (Guillot 2008).

2. transporter une partie de l'irradiation dans les couches profondes (avec par exemple un modèle de circulation atmosphérique - "weather noise" model - Showman & Guillot (2002); Guillot & Showman (2002), ou avec de la dissipation ohmique (Batygin & Stevenson 2010; Perna *et al.* 2010; Laine *et al.* 2008)). La circulation est due à la forte irradiation de la planète qui produit un contraste fort entre la température jour-nuit, et crée des vents rapides. On transforme alors environ 1% du flux stellaire incident en énergie cinétique, qui est transportée et dissipée dans les couches profondes de la planète, fournissant une source d'énergie supplémentaire,
3. prélever dans l'énergie du réservoir orbital (Bodenheimer *et al.* 2001; Ibgui *et al.* 2010; Miller *et al.* 2009; Leconte *et al.* 2010). Cette solution nécessite une excentricité ou une rotation asynchrone, qui fournit alors une source d'énergie supplémentaire. Cependant, l'état d'équilibre est rapidement atteint (entre 1 Ma et 1 Ga), et donc cette solution n'est pas applicable à toutes les planètes.

Les modèles de circulation atmosphérique, bien qu'un peu *ad hoc*, peuvent être justifiés physiquement par des recherches telles que la dissipation ohmique (*c.-à-d.* quand le champ magnétique de la planète interagit avec les particules chargées en rotation dans l'atmosphère pour créer des courants).

Pendant ma thèse j'ai utilisé des modèles avec des opacités multipliées par un facteur compris entre 10 et 30, et d'autres avec la dissipation de 1% ou plus de l'énergie cinétique, en supplément des modèles standards, dès que la taille de la planète semblait trop grande.

3.2.3 Corrélations

La compréhension de la composition des planètes a deux problèmes majeurs :

1. $\sim 40\%$ (Miller *et al.* 2009) des planètes ont un rayon inexplicable par les modèles standards. Comment cela est-il relié à M_p , M_\star , $[Fe/H]$, ... ?
2. de plus en plus de planètes découvertes ont une masse d'éléments lourds M_Z très élevée (jusqu'à $300 M_\oplus$ pour CoRoT-13; figure 4.5). Comment est-ce possible ?

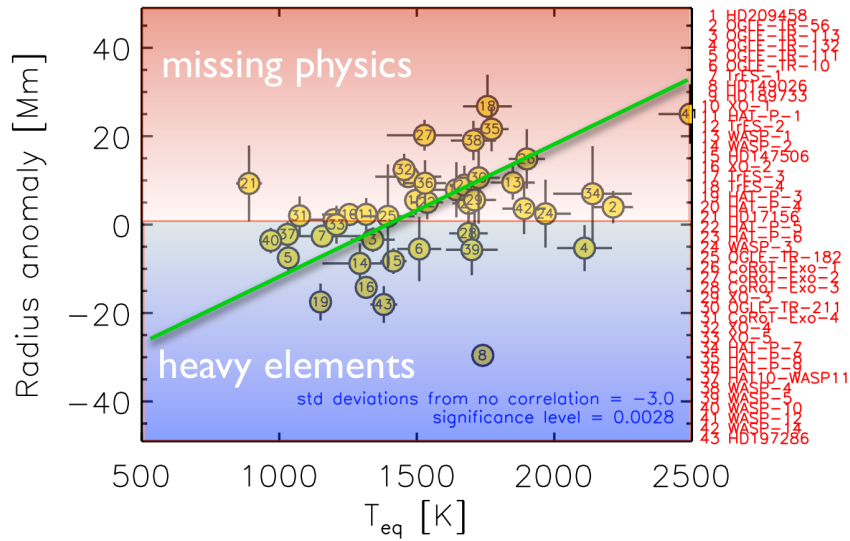


FIGURE 3.16 – Corrélation entre l'anomalie de rayon planétaire et sa température d'équilibre. Figure issue de (Guillot 2008).

La figure 3.15 montre la corrélation entre l'anomalie de rayon planétaire relative en fonction de la métallicité stellaire : plus la métallicité est élevée, plus l'anomalie de rayon est négative. Cela signifie que les planètes formées dans un disque riche en métaux (donc pour un $[Fe/H]$ grand), n'ont pas de rayon anormalement grand, et contiennent donc des éléments lourds dans leur intérieur (Miller & Fortney 2011). En outre, les planètes qui ont une anomalie de rayon positive, nécessitent de la physique manquante dans les modèles standards (voir section précédente).

Afin de comprendre cette anomalie de rayon, je montre dans la figure 3.16 la corrélation entre R_{anom} et la température d'équilibre de la planète (Guillot 2008). On voit clairement que plus la planète est chaude, plus elle a tendance à être trop grande pour sa masse, et par rapport aux modèles théoriques. Cela illustre bien aussi que beaucoup de planètes sont enflées.

Les conséquences pour ma thèse sont multiples. D'abord les processus à l'origine de l'inflation extrême des planètes sont courants et efficaces, et doivent donc être pris en compte dans l'analyse. Dès que la taille de la planète semblait être inexplicable, j'ai cherché à dériver la quantité d'énergie nécessaire pour avoir des modèles de même masse totale, et de même température d'équilibre, susceptibles de produire un rayon semblable. Ensuite, puisque ces processus semblent communs, *a priori* ils devraient être plus ou moins universels et donc s'appliquer à toutes les planètes, qu'elles soient trop grandes ou non. C'est ce que j'ai appliqué dans le cas du système Kepler-9 (section 5.2).

Enfin, il est nécessaire de tester cette corrélation au fur et à mesure que de nouvelles planètes sont découvertes. Pour l'instant elle tient, tendant à confirmer que c'est un résultat réel. Cependant une question reste ouverte : cette corrélation de l'anomalie de rayon planétaire, ne peut-elle pas être justifiée par une corrélation semblable, mais avec une anomalie qui a pour origine non pas la modélisation planétaire mais la modélisation stellaire ? C'est ce que j'ai investigué dans la section 4.5.

En définitive, pour mes analyses des systèmes planétaires, j'ai construit des grilles de modèles basées sur la masse totale de la planète M_p , la quantité d'éléments lourds M_{core} , la température d'équilibre T_{eq} , la quantité d'énergie dissipée et le facteur multiplicatif pour

les opacités (10 à 30). Ces modèles ne sont pas encore pleinement intégrés à SET, ont tout de même été utilisés en conjonction avec les résultats de l'analyse stellaire, pour tirer partie de la cohérence de la modélisation du système et des corrélations stellaires (et planétaires).

3.3 SET : principe et architecture

Le domaine de l'exo-planétologie croît rapidement, avec de plus en plus de personnes impliquées, de plus en plus de projets (au sol ou spatial), et un nombre de découvertes qui explose (548 planètes confirmées, au 11 décembre 2012, dont 128 en transits, et plus de 1200 candidats en transit découverts par la mission Kepler). Il apparaît donc nécessaire d'avoir des outils rapides et robustes pour modéliser de manière cohérente les systèmes découverts par la méthode des transits (mais pas uniquement).

J'ai passé une grande partie de ma thèse à développer un code portable qui puisse satisfaire à cette demande de manière innovante, et qui j'espère sera très utile à la communauté. Dans un premier temps je vais décrire les fondements du code ainsi que quelques aspects un peu techniques, puis je résumerai brièvement les avantages, pour finir par parler un peu de son accessibilité très prochaine à la communauté scientifique.

3.3.1 Implémentation SET

J'ai pensé SET pour qu'il soit capable de gérer n'importe quel modèle d'évolution stellaire et planétaire, ce qui à ma connaissance n'existe pas ailleurs. SET peut même analyser un système avec plusieurs modèles en une seule fois, de manière transparente pour l'utilisateur. Je reviendrai plus tard sur l'avantage d'une telle possibilité. La première contrainte à laquelle il a fallu répondre est donc la rapidité d'analyse d'un système, même si plusieurs modèles sont utilisés en même temps : il faut que SET soit capable de traiter un grand nombre de systèmes en un temps acceptable. La problématique est la suivante : on a un jeu de contraintes primaires (sur l'étoile, la planète, ou même les deux), généralement des observables mais cela peut être des contraintes issues d'une première analyse (*p. ex.* spectroscopie, photométrie...), avec lesquelles on aimerait pouvoir obtenir tous les autres paramètres inconnus du système (*p. ex.* masse, rayon, âge...).

Pour l'étoile, ce problème est communément abordé par la recherche dans des isochrones de solutions qui satisfassent pleinement les contraintes (jusqu'à un certain niveau de confiance). Cette méthode est très bien illustrée dans la figure 2 de l'article CoRoT-2 (voir [section 4.2](#)). Même si dans ce cas ce sont des tracés évolutifs qui sont représentés, le principe reste le même : on a une boîte de contraintes sur deux ou plus paramètres (ici T_{eff} et ρ_*), et on recherche les portions d'isochrones / tracés évolutifs qui passent dans cette boîte. Cela permet entre autres d'obtenir les solutions, malgré leur dégénérescence (*p. ex.* âge-métallicité). Cette technique prend du temps car il faut ouvrir, lire, et rechercher les solutions dans tous les fichiers d'isochrones, sans compter que si on veut rechercher parmi un grand nombre de fichiers (*p. ex.* pour de nombreuses métallicités, des fractions d'He différentes...), le temps de recherche devient alors très grand (en plus du fait que peuvent survenir des problèmes de mémoire disque). Par ailleurs, si on utilise un modèle qui ne fournit pas tous les paramètres qui nous intéressent, on doit alors les calculer à partir de ceux fournis, une tâche qui s'avère couteuse en temps et possiblement répétitive pour des analyses successives. De plus le temps nécessaire pour l'interpolation s'ajoute au problème.

La solution que j'ai alors adoptée est l'utilisation d'une base de données. Il y a certainement quelques personnes qui utilisent de telles structures pour leur modèles afin de faire ce genre d'analyse (*p. ex.* Padoue?), mais probablement pas aussi complexe que celles que j'ai créées, et de toute façon limitée à leur modèle propre. Le choix s'est porté sur Pytables

(Alted 2011), qui est plus rapide que SQL, parallélisé, efficace en mémoire, portable, gratuit, et qui s'appuie sur le format très robuste HDF5. Avec un tel outil, j'ai pu créer des tables contenant non seulement des métadonnées décrivant la physique des modèles, leur calibration, leur constantes..., mais aussi les modèles complets organisés selon leur nom, et leur paramètres. Chaque modèle stellaire contient au minimum les paramètres moyens / surfaciques suivants : masse, rayon, âge, masse initiale, métallicité, densité, luminosité, gravité, température effective. Selon les modèles, les informations sur la composition chimique atmosphérique / centrale (H, He, C, O...), la température ou la densité centrale, les couleurs... sont aussi présentes. Pour les tables planétaires, les paramètres stockés sont quasiment les mêmes, avec en plus la masse du noyau (éléments lourds) M_z , son équivalent relatif par rapport à la masse totale Z , la température d'équilibre T_{eq} , la quantité d'énergie incidente dissipée... Par ailleurs chaque paramètre d'un modèle est stocké dans les mêmes unités et, s'il y a lieu, normalisé aux constantes définies dans SET (*c.-à-d.* si x_{\odot} est défini dans SET : un modèle A qui a une variable $y_A = x/x_{A,\odot}$ avec $x_{A,\odot} \neq x_{\odot}$, sera normalisée en $y_{SET} = x/x_{\odot}$, x étant une variable dans des unités physiques (*p. ex.* watt, mètres...)). Enfin, une interpolation en âge et en masse est effectuée pour chaque modèle. Cela permet d'avoir des valeurs de références en ces deux paramètres pour tous les modèles (en masse : par pas de $0.005 M_{\odot}$ pour les étoiles, entre un pas de 0.0005 et $0.5 M_{Jup}$ pour les planètes ; en âges : par pas de 0.01 en $\log t$, avec quelques âges clefs supplémentaires comme 3, 4, 5 Ga...). Cela signifie d'une part que je peux extraire de chacun des modèles les tracés évolutifs ou les isochrones, puisque je reconstruis et stocke l'un des deux s'il manque dans les tables originales, et d'autre part je n'ai plus à interpoler lors de l'utilisation des tables. Bien entendu la reconstruction d'une isochrone n'est pas aussi complexe que *p. ex.* le travail de Bertelli *et al.* (2008), mais du fait d'une interpolation fine, et le fait que je me suis intéressé principalement aux phases de la MS les reconstructions apparaissent très fiables. En résumé, ces tables sont donc dans un format unique et adaptatif, et sont évolutives (on peut rajouter de nouvelles variables, de nouveaux modèles...). Le fait que toutes les informations nécessaires soient conservées dans un nombre limité de tables performantes limite au maximum les calculs (pas d'interpolation, ni de dérivation de variables à faire), et rend ainsi la recherche de solutions très rapide.

De ce choix d'utilisation de base de données Pytables a découlé tous les autres choix : code écrit en python, format des tables... Il serait peu intéressant que je détaille cela ici, mais pour synthétiser, il suffit de dire que le code en entier est écrit en Python, en utilisant des bibliothèques très efficaces et rapides pour les calculs mathématiques (numpy), la représentation graphique (matplotlib) et le calcul parallèle (multiprocessing). Ceci permet d'avoir un code exécutable partout, facile à interfacer et modifier. L'ensemble des routines ont des interfaces utilisateurs simples, et par dessus elles, il existe un démon capable de faire l'analyse des systèmes de manière automatique, en se basant sur un fichier d'entrée qui décrit l'objet à étudier, dont un exemple est montré ci-dessous :

```
# Version 1.0
```

```
'Kepler-8_b' = {
  'gravity': {'value': 4.174, 'error': 0.026, 'log': True, 'unit': 'cgs'},
  'Teff': {'value': 6213, 'error': 150, 'log': False, 'unit': 'K'},
  '[Fe/H]': {'value': -0.05, 'error': 0.03, 'log': False, 'unit': 'dex'},
  'k': {'value': 0.0096, 'err_max': 0.0001, 'err_min': 0.0001},
  'a/Rs': {'value': 6.970, 'err_max': 0.220, 'err_min': 0.200},
  'P': {'value': 3.5225400, 'error': 0.0000400, 'log': False, 'unit': 'day'},
  'i': {'value': 84.07, 'error': 0.33, 'log': False, 'unit': 'degree'},
  'K': {'value': 68.4, 'error': 12.0, 'log': False, 'unit': 'm/s'},
  'e': {'value': 0.000, 'err_max': 0.000, 'err_min': 0.000},
```

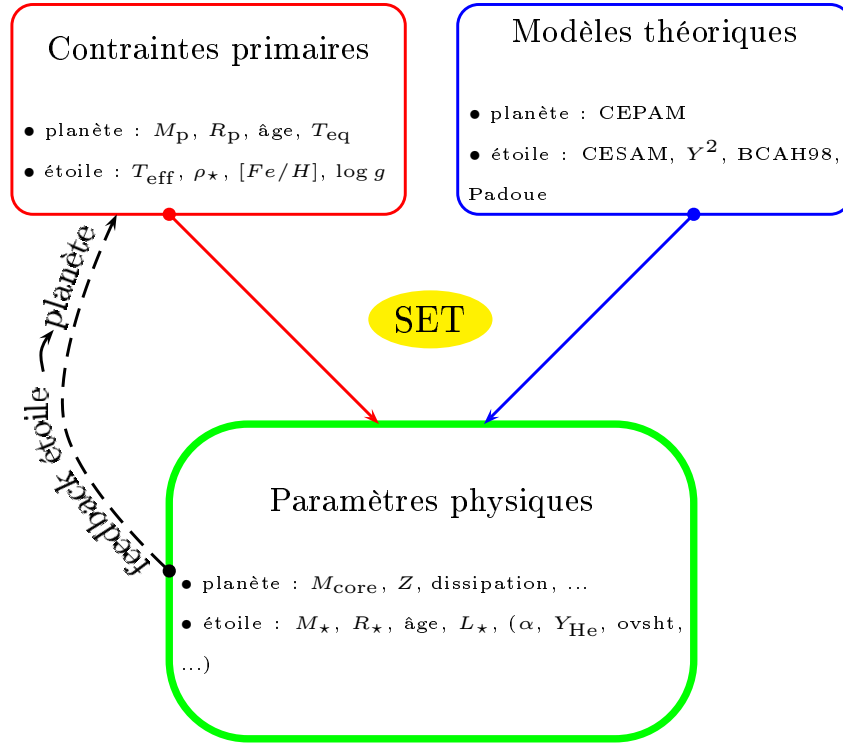


FIGURE 3.17 – Vue schématique de l’analyse d’un système.

```

'type': 'TEP',
'models': ['cesam'],
'psoc': [('density', 3), ('gravity', 3), ('teff', 3),
        ('metallicity', 2)],
'aoc': ['density', 'teff']
}

```

3.3.2 Principe d’analyse

Concrètement, voilà comment l’analyse d’une étoile s’effectue :

1. on lance une pré-requête pour sélectionner parmi les modèles stellaires les solutions qui satisfassent à 3σ les contraintes données (pour peu que les variables de ces contraintes soient disponibles pour les modèles choisis). Par exemple, on se donne $T_{eff} = 5500^{+150}_{-100}$ K, et $\rho_* = 1.0 \pm 0.2 \rho_\odot$: on va rechercher toutes les solutions dont $5200 \leq T_{eff}/K \leq 5950$ et $0.4 \leq \rho_*/\rho_\odot \leq 1.6$. Typiquement, pour une recherche de ce type sur toutes les tables CESAM, Padoue (a et b), et BCAH98 (soit environ 4 Go), cela prend environ 1 min (moins si les contraintes sont plus fortes et / ou plus nombreuses). En moyenne, pour les systèmes que j’ai étudiés (voir [chapitre 4](#)), cette étape prend 20 à 30 s ¹¹.
2. on analyse les solutions pour calculer leur niveau de confiance étant données les contraintes. Pour l’instant on évalue la qualité d’une solution en calculant sa distance gaussienne à N dimensions n_σ aux contraintes, mesurée en unités d’erreur standard

11. Dans certains cas, cela peut prendre 10 s, temps de lancement du code inclus !

des contraintes :

$$n_\sigma = \left[\sum_i \left(\frac{X_i}{\sigma_i} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3.12)$$

où X_i sont les variables de contraintes et σ_i leur déviation standard supposée gaussienne (ce qui n'est pas forcément le cas¹²). L'ellipsoïde des contraintes (N dimensions) est centrée sur les valeurs fiduciels des contraintes et a des axes de longueur $k_{\text{ND},n_\sigma} n_\sigma \sigma_{X_i}$, où k_{ND,n_σ} est le quantile d'une loi gaussienne N dimensions au niveau de confiance équivalent 1D n_σ . Cette normalisation donne la bonne probabilité d'occurrence pour des contraintes non corrélées. Elle aura par contre tendance à surestimer n_σ si il y a des corrélations. En somme cela revient à calculer la fonction de vraisemblance des solutions. Habituellement, on s'intéressera à $n_\sigma \leq 1, 2, 3$, correspondant aux niveau de confiance de 68.3%, 95.4%, et 99.7%.

3. à chaque solution stellaire (*c.-à-d.* pour un couple de valeur M_\star , R_\star , âge, ...) on fait correspondre la gamme de valeurs possibles pour les paramètres planétaires en tenant compte des erreurs (*p. ex.* sur k , K_\star , e , ...). On obtient alors les solutions pour les masses et les rayons planétaires (l'âge étant supposé le même que celui de l'étoile hôte) :

$$X_p = X_{p,0} \pm \Delta X_p(k, \Delta k, e, \Delta e \dots) \quad (3.13)$$

4. on cherche parmi les modèles planétaires (de manière similaire et aussi efficace que pour les modèles stellaires) les solutions qui satisfassent ces contraintes. La probabilité (*c.-à-d.* le niveau de confiance) de ces solutions planétaires est complexe à calculer, et s'avère au final être peu élaborée. Mais compte tenu de la difficulté de la tâche, cela reste très utile. Une description plus détaillée se trouve dans la [section 5.2](#).

Je dois attirer l'attention sur un point : pour beaucoup des étoiles que j'ai étudiées, la parallaxe n'est pas ou peu connue. Cela a au moins une grande conséquence : au lieu de déterminer le rayon de l'étoile par la loi de Stefan-Boltzmann ([équation 2.2](#)), il est dérivé par l'étude du problème inverse en utilisant les isochrones. En d'autres termes, le rayon n'est plus calculé à partir de deux mesures, mais à partir d'un ensemble de mesures qui servent de contraintes à des modèles théoriques. La précision en est donc affectée, bien que la contrainte sur la densité stellaire soit souvent très forte. Par ailleurs, la température effective dépend elle aussi, de manière plus subtile toutefois, de la parallaxe (via l'extinction). Des précautions sont donc à prendre, et une réanalyse des systèmes observés par la mission astrométrique *Gaia* sera un plus.

3.3.3 Avantages

Les avantages de SET pour l'analyse des systèmes en transit sont nombreux. Le plus innovant est que les solutions sont directement issues des tables, et peuvent donc être présentées dans des diagrammes de corrélations, comme par exemple R_\star vs. M_\star (voir [chapitre 4](#)). Bien sûr on peut faire un peu plus de statistique et représenter les résultats sous la forme communément admise par la communauté : $X = X_0 \pm \Delta X$. Ceci étant, il est souvent instructif de pouvoir analyser les solutions en fonction d'un ou plusieurs paramètres, ce qui facilite l'interprétation et la discussion ou la comparaison avec d'autres données non incluses dans l'analyse (contenu en Li, datation par gyrochronologie, ...). Cela permettrait aussi d'identifier les solutions transitoires, mais correspondant quand même parfaitement aux contraintes primaires.

12. L'implémentation de distribution de variables en entrée est prévue pour plus tard.

De ce premier avantage découle directement un autre : il est possible avec SET d'étudier tous les types de solutions, quelque soit la probabilité de l'obtenir. Je pense en particulier aux solutions quand l'étoile est encore sur la PMS, généralement totalement oubliées par les analyses conventionnelles. Pour les systèmes jeunes comme CoRoT-2 et CoRoT-18 (voir [section 4.2](#) et [section 4.4](#)), ou pour les systèmes plus évolués comme CoRoT-17.

En outre, puisqu'il est possible de faire l'analyse d'un système avec plusieurs modèles en même temps, on peut donc inclure directement dans les solutions les erreurs intrinsèques dues à la modélisation, comme les erreurs systématiques (en incluant par exemple plusieurs modèles avec des α_{MLT} différents, ou différentes prescriptions pour l'overshoot, ou encore différents modèles d'atmosphère pour la planète). C'est à mon avis la manière la plus simple et la plus directe pour estimer correctement les erreurs que l'on obtient sur les paramètres dérivés tels que la masse, et le rayon de l'étoile et de la planète. Comparé à une analyse classique, les erreurs seront un peu plus grandes, ce qui est plus réaliste que certaines estimations d'erreurs que l'on trouve parfois dans la littérature (*p. ex.* ± 50 K sur la T_{eff}).

De manière similaire, cela facilite la compréhension de la physique d'un modèle : comment la composition initiale (X, Y) influe sur les solutions ? quel est l'overshoot nécessaire pour reproduire la population d'un amas ? Les figures de corrélations peuvent aider.

Cependant la cohérence des solutions stellaires et planétaire est probablement le principal avantage (ou l'un des plus important). On associe à chaque solution stellaire un sous-ensemble de solutions planétaires : par exemple une solution (R_* , âge) donne un $R_p \pm \Delta R_p$ (du fait de l'erreur sur $k = R_p/R_*$ mesurée pendant le transit), et un $M_p \pm \Delta M_p$ (du fait des erreurs sur $K, e, i...$), et donc un ensemble possible de masse d'éléments lourds planétaires (problème dégénéré). Par ailleurs, on pourrait imposer que les solutions planétaires correspondant à une seule solution stellaire soit cohérentes dans le sens que la métallicité planétaire soit au moins égale à celle du modèle stellaire.

Enfin, avec un tel outil, il devient possible de faire des analyses homogènes d'un grand nombre d'objets et ainsi étudier les corrélations des paramètres stellaires, planétaires ou les deux en même temps (voir [section 4.5](#)).

3.3.4 Interface web

La philosophie derrière SET, vous l'aurez compris, est l'accès à une modélisation cohérente, rapide et robuste des systèmes extrasolaires. Mais puisque beaucoup d'effort a été mis en œuvre pour rendre opérationnel SET, et que le plein potentiel de cet outil ne se révèle que par son utilisation, il est logique de le mettre à la disposition de la communauté scientifique.

C'est pourquoi nous sommes en train de développer une interface web, qui va permettre à tout la communauté de modéliser en libre accès une étoile, une planète ou les deux en même temps si elles font partie d'un même système ¹³. Cette interface est en cours de développement, et devrait être partiellement opérationnelle d'ici la fin de l'été (dans un premier temps seule la partie stellaire sera présente, la partie planétaire devant suivre relativement rapidement après) ¹⁴.

Cette interface se présentera sous la forme d'un formulaire web, dans lequel l'utilisateur sera invité à rentrer un certains nombres de contraintes observationnelles, et à faire certains choix d'analyse (modèles à utiliser, variables d'analyse...). Le système reposera sur la capacité de SET à traiter une file d'objets en utilisant toutes les ressources allouées (multiprocesseurs, disque, bases de données partagées et lisibles par plusieurs processus en même temps...). Il sera donc possible aussi de lancer plusieurs analyses en même temps pour plusieurs systèmes en fournissant des fichiers décrivant les objets comme montré ci-avant.

13. À noter que les interactions entre les corps d'un même système n'est pas pris en compte pour l'instant.

14. L'adresse web sera <http://set.oca.eu>

J'espère que cette interface sera utilisée par un grand nombre de personnes, et que des suggestions d'amélioration, de modification, ou d'ajout seront formulées. En effet, comme SET peut gérer n'importe quel modèle d'évolution, je serai ravi d'inclure tout nouveau modèle. Le site internet pourrait ainsi devenir une référence pour la modélisation, très utile pour comparer des résultats, et tester de nouveaux modèles privés.

4

Applications aux planètes en transits

4.1 Introduction

Dans ce chapitre je présente les résultats que j’ai obtenus en utilisant les modèles d’évolution stellaire et planétaire, et SET (ou des versions préliminaires). Il est important de noter que les modèles CESAM, les plus souvent utilisés, ont quelques peu évolué au cours de ma thèse, et donc la calibration ou les résultats varient légèrement d’une application à une autre. Cela n’a pas d’influence notable sur les résultats obtenus.

Le premier système, pour lequel j’ai commencé à créer SET, est CoRoT-2. Sur ce système présumé très jeune, j’ai pu développer mes compétences dans la modélisation stellaire et commencer à créer un code permettant l’analyse extensive d’étoile. L’idée de SET venait de naître.

Ensuite j’ai modélisé quelques planètes CoRoT (voir [section 4.4](#)) et fait une petite analyse homogène d’étoiles avec des planètes en transit (23 en tout ; voir [section 4.5](#)). Je me suis attardé un tout petit peu sur l’une d’elles, HAT-P-2, pour pouvoir comparer mes résultats avec une étude intéressante publiée par [Leconte *et al.* \(2009\)](#).

C’est à ce moment qu’a été découvert CoRoT-9b (voir [section 4.3](#)), la première planète en transit sur une orbite très peu excentrique et à une distance suffisamment grande (environ l’orbite de Mercure) pour que les effets d’irradiation stellaire et que les effets de marées soient négligeables. J’ai donc pu modéliser d’abord l’étoile, puis la planète avec des modèles standards pour ces derniers (*c.-à-d.* sans opacités augmentées, sans dissipation d’énergie...). CoRoT-9b est une planète clef pour la modélisation planétaire car elle permet de valider les modèles que l’on a construits pour Jupiter et Saturne, et qui sont utilisés en exo-planétologie.

Ont suivi de nombreuses planètes CoRoT, pour lesquelles j’ai souvent fait la modélisation stellaire et planétaire (voir [section 4.4](#)).

4.2 CoRoT-2

4.2.1 Introduction

CoRoT-2 est un système intéressant à plus d’un titre. Avec entre 7 et 20% de surface visible couverte par des tâches solaires et une période de rotation de 4.5 jours, l’étoile centrale apparaît comme très active. D’un autre côté, la planète est une des plus anormalement larges avec un rayon d’environ $1.5 R_{\text{Jup}}$ pour $\sim 3 M_{\text{Jup}}$. En effet le problème est qu’étant donné sa masse, son rayon ne peut être expliqué par les modèles standards d’évolution planétaire. Par ailleurs, les observations ont permis d’avoir le transit secondaire, donc on a une contrainte sur l’excentricité et quelques mesures de température de brillance.

Mon travail dans ce papier a concerné principalement la modélisation stellaire. L’idée était de tester si une modélisation stellaire extensive pouvait être à l’origine d’un rayon planétaire sur-estimé. En d’autres termes, j’ai testé l’influence de certaines hypothèses (erreurs systématiques) sur la dérivation du rayon stellaire, et donc du rayon planétaire. Puisque mes

contraintes principales pour l'étoile sont la densité stellaire et la température effective, et que plusieurs études rapportent des densités stellaires différentes selon l'objectif poursuivi par les auteurs (étude des tâches, excentricité...), il m'a fallu d'abord construire une contrainte sur la densité stellaire qui reflète toutes les informations que les observations ont pu fournir. Ensuite, j'ai étudié à la fois les erreurs intrinsèques et systématiques dues à la modélisation stellaire afin de vérifier qu'elles ne pouvaient pas causer une réduction suffisamment importante du rayon stellaire (environ 10%) qui puisse concilier la taille de CoRoT-2b avec les modèles planétaires.

J'ai aussi implémenté dans CESAM un petit modèle de tâches solaires (un simple changement de la luminosité, et donc de la température effective, en fonction de la fraction surfacique de spots, considérés comme des points noirs sans faculae), et tester que la présence de spots (équivalents au final à une plus grande incertitude sur la T_{eff}) ne pouvait non plus induire une réduction du rayon.

Je mets en évidence le fait que les solutions stellaires les plus favorables (*c.-à-d.* le rayon le plus petit) sont les solutions sur la PMS, compatibles avec le fait que l'étoile est très active.

Avec une modélisation planétaire, on conclut que la taille de la planète ne peut être expliqué que par la naissance du système (qui serait alors âgé de quelques millions d'années), ou par un impact géant avec une autre planète ou une interaction avec un autre objet il y a moins de 20 Ma, ce qui signifierait que la planète soit dans un état transitoire vers une circularisation rapide de son orbite.

Enfin, CoRoT-18, récemment découvert, est un système très similaire à CoRoT-2. Là encore il est très difficile d'expliquer la taille de la planète par les modèles d'évolution standards (voir [figure 4.10](#)). Ce qui est intéressant, c'est que dans le cas de CoRoT-18 les solutions PMS sont bien détachées des solutions MS : il n'y a pas de solutions pour une âge d'environ 600 Ma dérivé par gyrochronologie. Cela tendrait à montrer que la modélisation de la phase PMS dans les codes d'évolution stellaire n'est pas encore satisfaisante.

4.2.2 Article Guillot et Havel 2011

An analysis of the CoRoT-2 system: A young spotted star and its inflated giant planet

Tristan Guillot and Mathieu Havel

Université de Nice-Sophia Antipolis, CNRS UMR 6202, Observatoire de la Côte d’Azur, B.P. 4229, 06304 Nice Cedex 4, France
e-mail: tristan.guillot, mathieu.havel@oca.eu

Submitted to A&A: 26 May 2010; Revised: 4 Sept. 2010; Accepted: 13 Sept. 2010

ABSTRACT

Context. CoRoT-2b is one of the most anomalously large exoplanet known. Given its high mass, its large radius cannot be explained by standard evolution models. Interestingly, the planet’s parent star is an active, rapidly rotating solar-like star with spots covering a large fraction (7-20%) of its visible surface.

Aims. We attempt to constrain the properties of the star-planet system and understand whether the planet’s inferred large size may be caused a systematic error in the inferred parameters, and if not, how it can be explained.

Methods. We combine stellar and planetary evolution codes based on all available spectroscopic and photometric data to obtain self-consistent constraints on the system parameters.

Results. We find no systematic error in the stellar modeling (including spots and stellar activity) that would cause a $\sim 10\%$ reduction in size of the star and thus the planet. Two classes of solutions are found: the usual main-sequence solution for the star yields for the planet a mass of $3.67 \pm 0.13 M_J$, a radius of $1.55 \pm 0.03 R_J$ for an age that is at least 130 Ma and should be younger than 500 Ma given the star’s rapid rotation and significant activity. We identify another class of solutions on the pre-main sequence, for which the planet’s mass is $3.45 \pm 0.27 M_J$ and its radius is $1.50 \pm 0.06 R_J$ for an age of 30 to 40 Ma. These extremely young solutions provide the simplest explanation of the planet’s size that can then be matched by a simple contraction from an initially hot, expanded state, if the atmospheric opacities are larger by a factor of ~ 3 than usually assumed for solar composition atmospheres. Other solutions imply that the present inflated radius of CoRoT-2b is transient and the result of an event that occurred less than 20 Ma ago, i.e., a giant impact with another Jupiter-mass planet, or interactions with another object in the system that caused a significant rise in the eccentricity followed by the rapid circularization of its orbit.

Conclusions. Additional observations of CoRoT-2 that could help us to understand this system include searches for an infrared excess, a debris disk, and additional companions. The determination of a complete infrared lightcurve including both the primary and secondary transits would also be extremely valuable to constrain the planet’s atmospheric properties and determine the planet-to-star radius ratio in a manner less vulnerable to systematic errors caused by stellar activity.

Key words. Star: individual: CoRoT-2; (Stars:) planetary systems; Stars: pre-main sequence; Planets and satellites: physical evolution

1. Introduction

CoRoT-2b is the second transiting planet discovered by the space mission CoRoT (Alonso et al. 2008; Bouchy et al. 2008). It is noteworthy because of its relatively large mass and large size. As such, it belongs to the class of anomalously large extrasolar giant planets, i.e. planets that are larger than predicted by standard theoretical models for the evolution of an irradiated, solar-composition gas giant (Guillot et al. 2006).

Anomalously large planets require additional heat sources (e.g. Bodenheimer et al. 2001; Guillot & Showman 2002; Baraffe et al. 2003; Guillot et al. 2006; Burrows et al. 2007) to explain their radii. It is now clear that these objects are common, representing about half of the presently known transiting planets (Guillot 2008; Miller et al. 2009). However the properties of CoRoT-2b are probably the most difficult to explain: it has one of the largest radius anomalies (defined as the difference between observed and modeled for a solar-composition irradiated planet), and yet is massive, meaning that modifying its evolution to slow its contraction is difficult and requires significant deviations from the standard models.

Secondary transits of CoRoT-2b have been detected by several instruments providing puzzling results: Measured brightness temperatures have been found to vary from 1325 ± 180 K at $8 \mu\text{m}$ to 1805 ± 70 K at $4.5 \mu\text{m}$ (Gillon et al. 2010; Snellen et al. 2010), and up to 2170 ± 50 K in the visible (Snellen et al. 2010; Alonso et al. 2010b), significantly higher than the zero-albedo equilibrium temperature of the planet 1530 ± 140 K.

The star CoRoT-2 is also remarkable because of its unusual variability and spot coverage: analyses of the CoRoT lightcurve for this system –spanning 152 days of nearly-continuous observations– led to a precise determination of the star’s rotation period, 4.52 ± 0.14 days (Lanza et al. 2009), and estimates of the spot coverage that range between 7% and 20%, for a spot contrast of between ~ 0.3 and 0.7 (Lanza et al. 2009; Huber et al. 2010; Silva-Valio et al. 2010). The spot coverage (i.e. the fraction of the stellar surface that is occupied by starspots) may even locally reach 37% for a contrast of 0.7 (similar to the average value for sunspots) at the latitudes where the planetary eclipses occur (Huber et al. 2010).

Could the peculiarities of the star account for the unusually large inferred size of the planet or do we require additional heat sources in the planet? We address this question by first revisiting the star’s evolution by accounting for the presence of spots

Send offprint requests to: T. Guillot

Table 1. Observational constraints on the stellar parameters

<i>Spectroscopy</i>		
$T_{\text{eff,H}\alpha}$	5450 ± 120 K	Bouchy et al. (2008)
$T_{\text{eff,[Fe]}}$	5625 ± 120 K	Alonso et al. (2008)
T_{eff}	5608 ± 37 K	Ammler-von Eiff et al. (2009)
$\log g$	4.3 ± 0.2 cm s ⁻²	Alonso et al. (2008)
$\log g$	4.71 ± 0.2 cm s ⁻²	Ammler-von Eiff et al. (2009)
[M/H]	0.0 ± 0.1	Alonso et al. (2008)
<i>Photometry and RV</i>		
m_V	12.57	Alonso et al. (2008)
P_*	4.522 ± 0.024 days	Lanza et al. (2009)
P_{orb}	1.7429935 ± 10^{-6} days	Gillon et al. (2010)
k	0.1711 ± 0.0011	This work
k	0.1658 ± 0.0004	Gillon et al. (2010)
k	0.1720 ± 0.0010	Czesla et al. (2009)
k	0.1667 ± 0.0006	Alonso et al. (2008)
i	$88.08^{+0.18}_{-0.16}$ deg	Gillon et al. (2010)
ρ_*	1.870 ± 0.026 g cm ⁻³	Alonso et al. (2008)
ρ_*	$1.814^{+0.050}_{-0.045}$ g cm ⁻³	Gillon et al. (2010)
K	603 ± 18 m s ⁻¹	Gillon et al. (2010)
a/R_*	6.64 ± 0.03	Gillon et al. (2010)

(Sect. 2), then applying these results to planetary evolution models (Sect. 3).

2. The evolution of a spotted star: Constraints on CoRoT-2

2.1. Constraints derived from spectroscopic and transit photometry analyses

The star CoRoT-2 has been identified as a G7 dwarf of solar composition by spectroscopic analyses. Table 1 lists its known physical properties inferred from spectroscopy, radial velocimetry, and the analysis of its transit lightcurve.

The effective temperature of CoRoT-2 differs slightly between measurements: Bouchy et al. (2008) report a low value from H α bands and relatively low signal-to-noise HARPS spectra, and a high value, also from HARPS but using Fe spectral lines. Ammler-von Eiff et al. (2009) essentially confirm this last value with Fe lines and UVES, but with a smaller error bar (which does not however include systematic effects).

The spectral determination of the star's gravity is, as commonly found for stars, quite uncertain. Measurements inferred from HARPS and UVES data differ slightly, there being one σ error bars that barely overlap.

As is typical of a star with a transiting planet, the most stringent constraint is that on the stellar density. For CoRoT-2, Alonso et al. (2008) are able to determine the duration of the transit so precisely that the stellar density is constrained to within only 1.4%.

Given these measurements, Alonso et al. (2008) infer planetary parameters, $M_p = 3.31 \pm 0.16 M_J$ and $R_p = 1.465 \pm 0.029 R_J$. This implies that CoRoT-2b is extremely inflated even relative to other large transiting planets. Before we attempt to model it, we estimate the accuracy to which the stellar parameters can really be derived. For example, this initial estimate by Alonso et al. assumes a circular orbit and no influence by spots on the photometric determination.

A subsequent analysis of the CoRoT-2 lightcurves (Czesla et al. 2009) shows that the presence of spots during the transits affects the photometry and in particular the depth k^2 of the transits: when the planet transits, it occasionally occults star spots,

thereby blocking a smaller fraction of the stellar light. On average, the transits appear less deep than for a star without spots, implying that the planetary radius is underestimated when neglecting the effect of spots.

The effect of a non-zero eccentricity is to modify the relation between transit duration and stellar density in a non-trivial way relative to a circular orbit (e.g. Tingley & Sackett 2005). Gillon et al. (2010) refined the analysis of Alonso et al. using constraints on the eccentricity and argument of the periastron from the radial velocity data within a Markov Chain Monte Carlo approach. They found that solutions with a slight eccentricity ($e \sim 0.015$) are more likely and thus inferred a lower stellar density ρ_* and a slightly smaller value of k .

Most of the parameters used for this work are based on the analysis of Gillon et al. (2010) (see Table 1). However, to account for the effect of spots on the transit depths, and because the Czesla et al. (2009) study did not allow for the possibility of an eccentric planet, we choose to derive a probable value of k that accounts for both spots and a non-circular orbit by a simple proportionality relation between the different studies: $k = k_{\text{Czesla}}/k_{\text{Alonso}} \times k_{\text{Gillon}}$. The error bar in k is calculated to be the quadratic mean between the values of k found by the Czesla et al. and Gillon et al. studies.

2.2. Evolution models

Stellar evolution models are needed to derive the star's and planet's masses and radii. In most of this work, we use a grid of quasi-static evolutions for stars with masses between 0.6 and 1.3 M_\odot ($\Delta M_\star = 0.005 M_\odot$) calculated with the CESAM evolution code (Morel & Lebreton 2008). The grid has been calibrated with respect to the Sun, which is most accurately described ($< 10^{-4}$ relative precision) by mass fractions of hydrogen $X_\odot = 0.7065$, helium $Y_\odot = 0.2740$, and heavy elements $Z_\odot = 0.0195$, based on the actual $Z/X = 0.0245$ ratio of Grevesse & Noels (1993), and spectroscopic parameters $T_{\text{eff},\odot} = 5778$ K, and $L_\odot = 3.846 \times 10^{26}$ W for an age of 4.57 Ga. A standard mixing-length approach without overshooting is used in the energy transport equation. Our calibrated Sun has a mixing length parameter $\alpha_\odot = 2.052$. The atmospheric boundary is calculated using a $T(\tau)$ relation derived from MARCS models (Gustafsson et al. 2008), and we consider the microscopic diffusion of chemical elements in the radiative zone (therefore the atmospheric metallicity varies as a function of time). We chose the abundances of Grevesse & Noels (1993) because the seismological constraints are not met when using other, more recent abundances.

For comparison, we also use the grid of models calculated by Baraffe et al. (1998) (hereafter BCAH98) for solar-composition stars. Those models assume a non-grey atmosphere, and the convection is treated in the context of the mixing-length theory with no core-overshooting and no diffusion. The tables assume that $X = 0.716$, $Y = 0.282$, $Z = 0.020$, and $\alpha = 1.9$. For a solar model (1 M_\odot , 1 R_\odot), the tables yield an effective temperature $T_{\text{eff},\odot} = 5797$ K and luminosity $L_\odot = 3.801 \times 10^{26}$ W for an assumed age of 4.61 Ga.

Finally, results are also compared to the so-called Y^2 stellar evolution tracks (hereafter YY) for solar composition stars (Demarque et al. 2004). These models include convection-overshoot and diffusion.

2.3. The effect of spots and activity

By definition, the effective temperature of a star T_{eff} is linked to its total luminosity L and radius R by the well-known relation

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4 \quad (1)$$

However, in the presence of spots and activity, this relation has to be revised, because the correspondence between the effective temperature derived from a spectroscopic analysis (which we refer to as $T_{\text{eff, spectro}}$) and that obtained from Eq. 1 no longer holds.

Across the face of the Sun, spots are indicative of high magnetic activity: although the spots block a fraction ($\sim 0.1\%$) of the starlight, their appearance is connected to a global increase in the total solar irradiance by about 0.1%, from ~ 1365.5 to 1366.5 W m^{-2} due to the presence of bright faculae (e.g. Fröhlich & Lean 2004; Krivova & Solanki 2008). This implies that the flux emitted in the visible and most importantly in the UV increases. Secular variations in the total solar irradiance based on models and a ~ 300 year record of the solar activity also amount to about 0.1% (Solanki & Fligge 2000).

For stars with activity levels comparable to that of the Sun or lower, this level of uncertainty is much smaller than that attainable from spectroscopic measurements. In the case of CoRoT-2, the area covered by starspots is 70 to 200 times larger than for the active Sun and thus can potentially affect what may be inferred about the star properties, i.e. its luminosity, radius and mass.

In Table 1, the effective temperature of CoRoT-2 was determined from either the H- α line at 656.3 nm or fits in the visible (450 to 740 nm). For comparison, between minimum and maximum of activity, the Sun increases its relative flux $\Delta F_\lambda / F_\lambda$ by about 0.1%, 0.05%, and 0.07% at wavelengths in the range of 400-500 nm, 500-700 nm, and 700-800 nm, respectively (Krivova et al. 2006). Variations in the brightness temperatures at these wavelengths (proportional to σT^4) are 4 times smaller. If we assume that these number indeed scale with the surface area covered by spots (a big *if*, arguably), the potential mismatch between the spectroscopically inferred $T_{\text{eff, spectro}}$ and the true T_{eff} amounts to up to 5%.

To see how the results may be affected by stellar activity, we first compare standard evolution models to evolution models calculated with CESAM and a modified atmospheric boundary condition

$$L = (1 - \chi_s) 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff, spectro}}^4 \quad (2)$$

where χ_s is a factor that accounts for emission from only part of the surface of the star. For purely black spots with no faculae it corresponds to the surface fraction of spots.

Figure 1 shows the result for a given luminosity and age, a star with spots simply has a higher “spectroscopic” effective temperature $T_{\text{eff, spectro}}$ as inferred from spectroscopic measurements than a star without spots. The evolution is simply displaced to the left of the HR diagram by an almost constant ratio $(1 - \chi_s)^{1/4}$ in T_{eff} . Quantitatively, the mean deviation amounts to 5×10^{-5} on T_{eff} , with a standard deviation $\sigma = 4.6 \times 10^{-4} T_{\text{eff}}$ and a maximum deviation $6.7 \times 10^{-3} T_{\text{eff}}$. The small departures from this constant displacement are due to slight modifications of the atmospheric properties (opacities) with temperature, but they can safely be neglected in this study.

When considering a star’s evolution, that a star has spots is therefore equivalent to an added uncertainty in the measurement of its effective temperature. Activity also has the same consequence because it implies that both the present spectroscopically-determined effective temperature and the present luminosity may differ from their value averaged over one

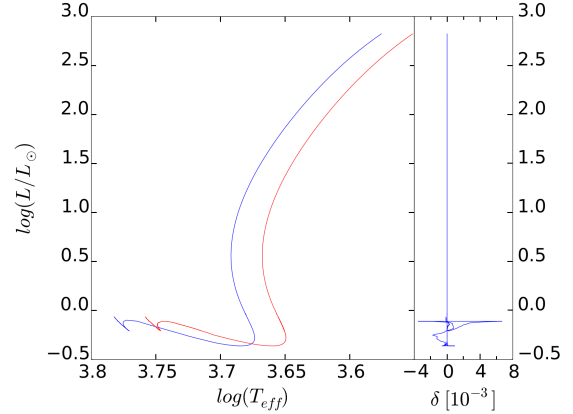


Fig. 1. *Left panel:* Hertzsprung-Russell evolution tracks for $0.97 M_\odot$, $Z = 0.02$, $\alpha = 1.9$ for a standard evolution model (red line), and when modifying the atmospheric boundary condition to account for the presence of $\chi_s = 20\%$ of dark spots on the stellar surface (blue line). *Right panel:* differences in effective temperature for a given luminosity between the model with no spot, and the model with spots after the effective temperature has been shifted by a constant factor $(1 - \chi_s)^{1/4}$.

stellar magnetic cycle. A larger error bar in T_{eff} may be used as a proxy for the added uncertainty due to activity and starspots. Although this uncertainty may be either positive (if the luminosity of CoRoT-2 is lower than its mean value and/or the contribution of faculae is larger than that of spots) or negative (if CoRoT-2 is more luminous than average and/or the spots are dark) we choose to only study the latter possibility. As shown in the following section, only lower T_{eff} values can yield smaller radii for the star and the planet and hence help to solve the inflation puzzle.

2.4. Constraints on the star’s physical parameters

The star’s physical parameters (M_\star , R_\star , age) are obtained by matching the constraints from Table 1 to a grid of evolution models, as depicted in Fig. 2. The two most important constraints of the problem are the star’s effective temperature and density. A third constraint (not shown on the plot) is the star’s *present* metallicity, which should be compared to the one obtained from the evolution models that include diffusion. One could include other constraints (such as that on $\log g$), but in the present case, they are too weak to be useful.

The quality of the fit of any given model is given by its distance n_{σ_\star} to the ellipsoid of constraints, measured in units of the standard error in the constraints given by

$$n_\sigma = \left[\sum_i \left(\frac{X_i}{\sigma_i} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (3)$$

where X_i are the constraints and σ_i their standard deviation (assumed Gaussian). The ellipsoid of constraints (of dimension 2) is centered on $(T_{\text{eff}}, \rho_\star)$ and has semi-minor and semi-major axes $k_{2D, n_\sigma} n_\sigma (\sigma_{T_{\text{eff}}}, \sigma_{\rho_\star})$, respectively, where k_{2D, n_σ} is the quantile of a 2D gaussian law at the equivalent level of confidence n_σ . In addition, $k_{2D, n_\sigma} \sim 1.52, 2.49, 3.44$ for $n_\sigma = 1, 2, 3$ respectively. This normalization ensures that our solutions at 1, 2, 3 σ have

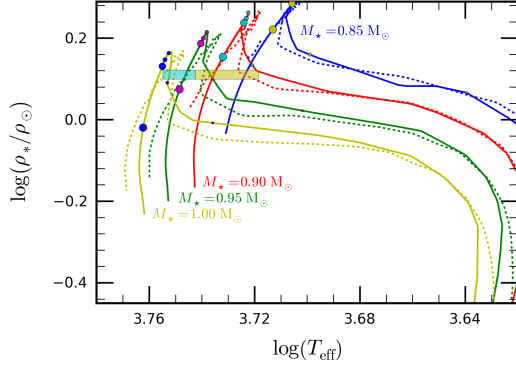


Fig. 2. Evolution tracks for stars of masses between 0.85 and $1.0 M_{\odot}$ in the effective temperature vs. stellar density space. The 1σ observational constraints are shown as boxes: the box to the left (blue) corresponds to solutions that neglect the effect of spots. The two boxes (blue and yellow) correspond to the added uncertainty obtained when assuming that from 0 to 20% of the stellar surface is covered by spots. CESAM tracks (plain) are compared to BCAH98 tracks (dashed). The models assume solar composition. Dots on the CEPAM tracks correspond to the following ages (small to large circles): 20, 32, 100, 500, 1000, 5000 Ma, respectively.

the correct probability of occurrence. However, for the metallicity we adopt a relatively crude simplification: we consider as valid only solutions for which the $[\text{Fe}/\text{H}]$ value is within $1\sigma_{[\text{Fe}/\text{H}]}$ of the measured one. We tested that in the particular case of CoRoT-2, considering yet larger errors in $[\text{Fe}/\text{H}]$ has a negligible effect. In the remainder of the paper, we present models for which $n_{\sigma_*} \leq 1, 2, 3$, corresponding to confidence levels of 68.3%, 95.4%, and 99.7%, respectively.

Two possible values of the effective temperature are used: (i) in the no-spot case, we assume that obtained by [Ammler-von Eiff et al. \(2009\)](#) but with a slightly larger error to account for possible systematic errors ($T_{\text{eff, spectro}} = 5608 \pm 80$ K); (ii) when including the effect of spots, we define a new temperature and its associated error ΔT_{eff} to take into account the presence of spots (from 0% to 20% of the area of the star)

$$\bar{T}_{\text{eff}} = \bar{T}_{\text{eff, spectro}} \frac{1 + (1 - \chi_s)^{1/4}}{2},$$

$$\Delta T_{\text{eff}}(n_{\sigma}) = \bar{T}_{\text{eff, spectro}} - \bar{T}_{\text{eff}} + n_{\sigma} \sigma_{T_{\text{eff, spectro}}}.$$

We thus derive $T_{\text{eff}} = 5224 - 5688$ K at 1σ , $T_{\text{eff}} = 5144 - 5768$ K at 2σ , and $T_{\text{eff}} = 5064 - 5848$ K at 3σ . The errors are thus intrinsically non-Gaussian.

The constraints used for the stellar density and metallicity are those derived by [Gillon et al. \(2010\)](#) and [Alonso et al. \(2008\)](#), respectively (see Table 1).

Figure 2 shows evolution tracks in the $(\log T_{\text{eff}}, \log \rho_*)$ plane for solar-composition stars of between 0.85 and $1.0 M_{\odot}$. For about 100 Ma, the stars contract and heat up from a low-temperature, low-density initial state, the so-called pre-main-sequence phase (PMS). They then reach a maximum in their density and very gradually expand while on the main-sequence (MS). In the case of CoRoT-2, the observational constraints on T_{eff} and ρ_* are met either on the PMS, for ages ~ 30 Ma, or at much older ages in the MS phase. Only stars with masses

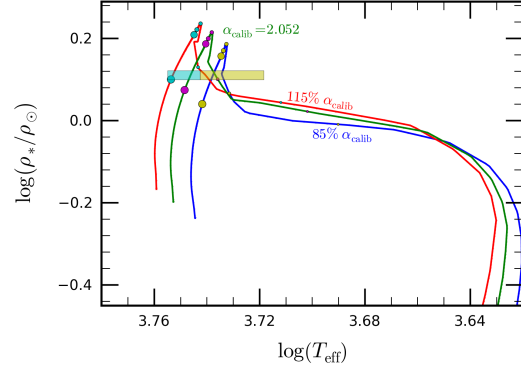


Fig. 3. CEPAM evolution tracks for a $0.95 M_{\odot}$ solar-composition star for three values of the mixing length parameter around the Sun calibrated value ($0.85\alpha_{\odot}$, α_{\odot} , $1.15\alpha_{\odot}$) in the effective temperature vs. stellar density space. The symbols are as in Fig. 2.

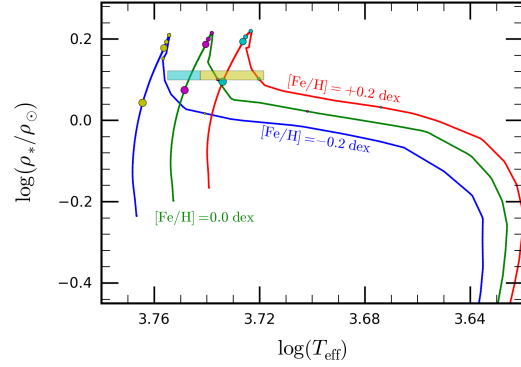


Fig. 4. CEPAM evolution tracks for a $0.95 M_{\odot}$ star for three values of the metallicity ($[\text{Fe}/\text{H}] = -0.2, 0$, and 0.2 , respectively) in the effective temperature vs. stellar density space. The mixing length parameter has been calibrated to the solar model. The symbols are as in Fig. 2.)

between roughly 0.84 and $1.04 M_{\odot}$ intercept the box of constraints at some point in their evolution. Figure 2 also shows that the presence of spots yields solutions at smaller masses than when spots are not taken into account. The agreement between CESAM and BCAH98 models is generally very good, with differences in T_{eff} of generally $\sim 1\%$ or less, and differences in ρ_* that can reach $\sim 10\%$ but in only a limited region of the PMS evolution phase.

In Fig. 3, we explore the effect of a “reasonable” ($\pm 15\%$) modification of the mixing length parameter α on the evolution tracks. The effect is not negligible in terms of its impact on both the effective temperature and the stellar density. A higher value of α implies a more efficient energy transport and therefore higher effective temperatures and generally a faster evolution. Less intuitively perhaps, it leads to a higher maximal stellar density at the early stages of the MS phase. However, we emphasize that these models with modified mixing lengths have not been calibrated and do not properly reproduce the present Sun.

The consequences of metallicity variations are shown in Fig. 4. An increase in the $[\text{Fe}/\text{H}]$ value by a factor $1/3$ leads to a

global decrease in the effective temperature by about 2%, larger than the 1σ error in the measurements, but slightly smaller than the uncertainty in T_{eff} obtained when including spots. This effect is thus significant and should be included in the search for solutions matching the observational constraints.

We present in Fig. 5 the ensemble of solutions in the (R_*, age) space obtained with various assumptions. The top panels correspond to our preferred solutions using our calibrated CESAM evolution model and including all metallicities. At 3σ , a wide range of solutions is found that extends from ages between 30 Ma and more than 10 Ga. Within 1σ , two classes of solutions are found, either on the PMS (30 – 40 Ma) or on the MS (for ages > 800 Ma with no spots, or > 100 Ma when including spots). The range of stellar radii (which are directly proportional to the planetary radii that are inferred) extend from 0.88 to $0.93 R_\odot$ at 1σ , but the smallest values are obtained for either the youngest or oldest solutions.

The other panels in Fig. 5 highlight the consequences of the different hypotheses on the solutions, when considering only solar composition models. Varying the mixing length parameter has consequences for the 1σ solutions: a lower α value leads to a wider range of solutions at intermediate ages, while a higher α increases the separation between the very young and the very old solutions. However, when considering the global 3σ envelope and accounting for spots, the solutions are very similar.

The solutions obtained by using the ρ_* value of Alonso et al. (2008) are quite similar to the nominal ones, but are regarded as slightly over-constrained due to the assumption of a circular orbit.

The last four panels in Fig. 5 provide another test of the robustness of the solutions by a comparison with YY and BCAH98 evolution models. All models appear to be in excellent agreement at least to the 2σ level. A minor difference is the absence of 1σ PMS solutions in the no-spot case for BCAH98, contrary to the CESAM and YY results.

Additional constraints on the stellar age may be derived from CoRoT-2 being a rapid rotator. According to Mamajek & Hillenbrand (2008), the 4.5 day rotation period with $B - V = 0.854$ (Lanza et al. 2009) implies an age typical of that of the Pleiades, i.e., ~ 130 Ma. Given the absence of stars with similar $B - V$ and periods shorter than 8 days in the Hyades (~ 625 Ma), we estimate that CoRoT-2 is less than 500 Ma old, which thus restricts the ensemble of solutions from Fig. 5 quite significantly.

We now focus on the young (< 500 Ma) solutions and compare CESAM with BCAH98 in the (R_*, M_*, age) parameter space. (We do not show the comparisons with YY, since it closely resembles CESAM). Figure 6 shows that in the no-spot case, the 1σ solutions are limited to the PMS phase for CESAM, and there are no solutions when using the BCAH98 models. At 2 and 3σ , the solutions span the entire age range and both models yield very similar results. We note that MS solutions imply stellar masses slightly above that of the Sun, whereas PMS solutions are distributed between ~ 0.9 and $1.0 M_\odot$.

Figure 7 compares the solutions in the (R_*, M_*) space. There is a clear positive correlation between the two quantities. For ages older than 50 Ma, the solutions are confined to high mass values and there is a very good agreement between CESAM and BCAH98. At young ages however, as seen in previous diagrams, the CESAM and BCAH98 solutions differ. The influence of the presence of spots is relatively small.

The results in terms of the stellar mass and radius are summarized in Table 2 for the different age classes. When no solutions were found within 1σ , the 2σ solutions are indicated.

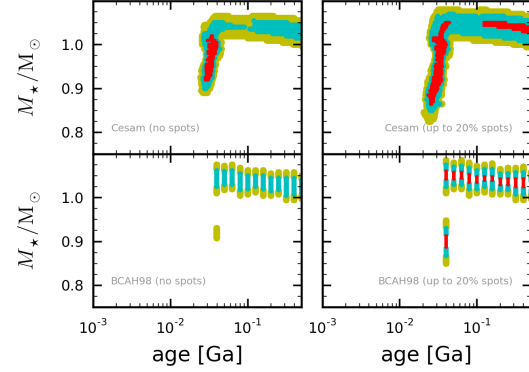


Fig. 6. Constraints obtained for the age as a function of mass of CoRoT-2. The left panels correspond to results obtained by neglecting the effect of spots. The right panels assume an additional uncertainty in the derived T_{eff} because of the presence of up to 20% of spots. The upper panels are calculated from CESAM evolution tracks. The lower panels are calculated from BCAH98 evolution tracks. Colors have the same meaning as in Fig. 5.

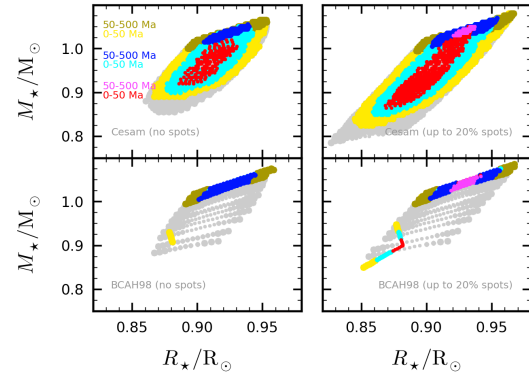


Fig. 7. Constraints obtained on the mass and radius of CoRoT-2. The panels and colors are as in Fig. 6, except that the solutions are separated between those at young (0 – 50 Ma) and old (50 – 500 Ma) ages. Solutions obtained for ages above 500 Ma are indicated in grey.

2.5. Constraints on the planet's physical parameters

Physical parameters for the planet are derived from the solution for the star using the orbital period P_{orb} , the radii ratio $k = R_p/R_*$, and the semi-amplitude star velocity K (see Table 1) using the following equations (e.g. Sozzetti et al. 2007; Beatty et al. 2007)

$$R_p = kR_*, \quad (4)$$

$$M_p = \left(\frac{P_{\text{orb}}}{2\pi G} \right)^{1/3} (M_* + M_p)^{2/3} K \frac{\sqrt{1-e^2}}{\sin i}, \quad (5)$$

where G is the gravitational constant, e the orbital eccentricity, and i the orbital inclination projected along the line of sight.

The results in terms of the inferred planet mass and radius are shown in Fig. 8 and listed in Table 3. Our inferred planet masses are slightly higher than obtained by Alonso et al. (2008) but in

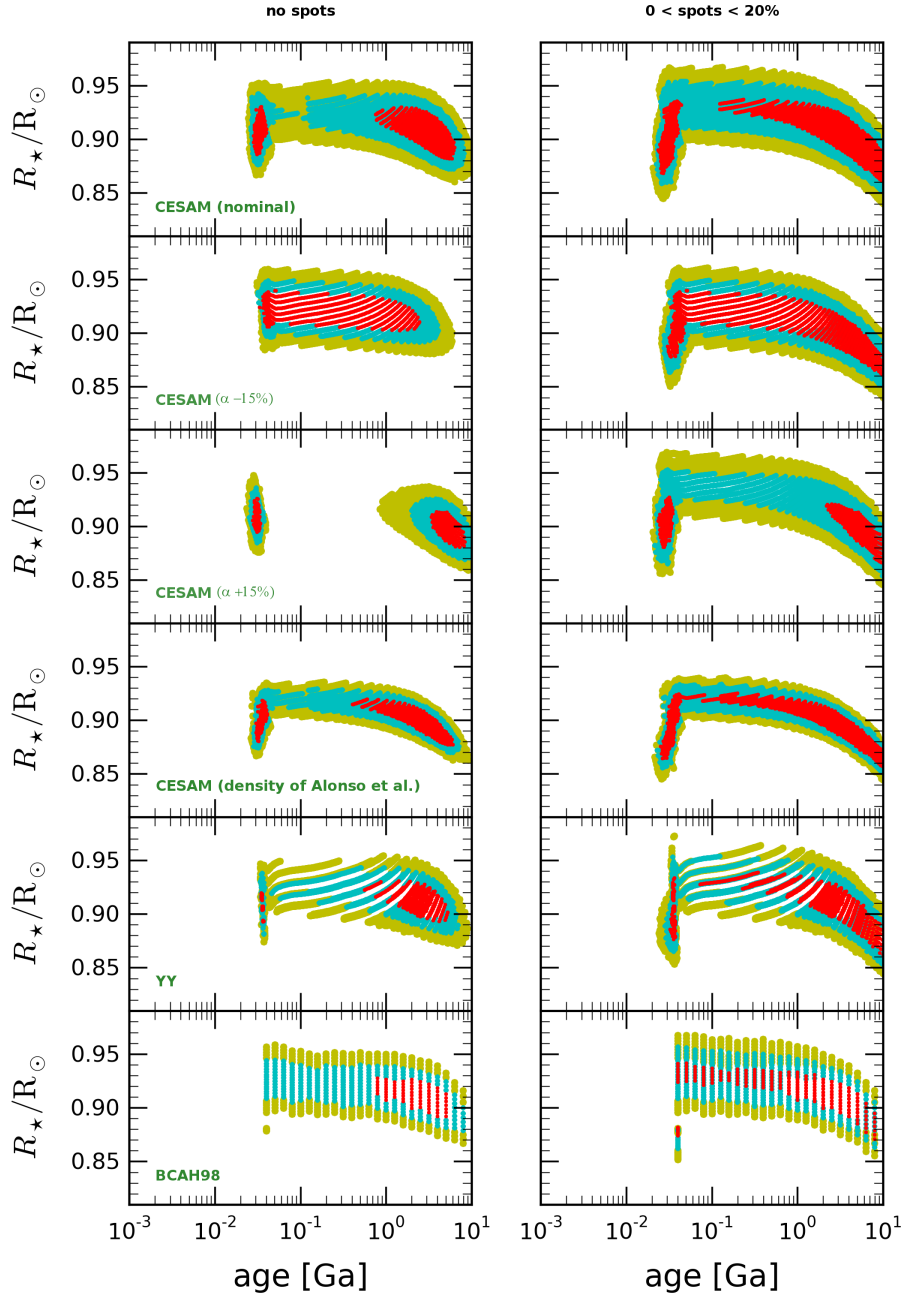


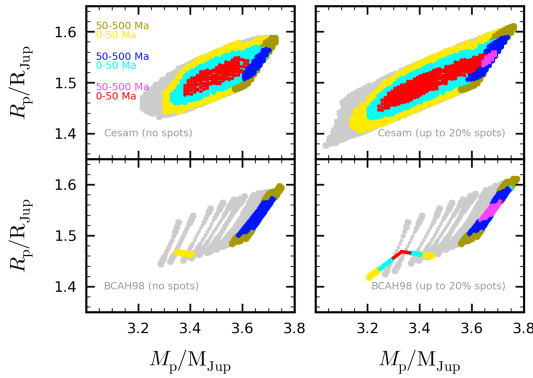
Fig. 5. Constraints obtained for the age and radius of CoRoT-2 with different assumptions. The left panels correspond to results obtained by neglecting the effect of spots. The right panels assume an additional uncertainty in the derived T_{eff} due to a 0% to 20% fraction of spots. From top to bottom, the panels are: a) Results obtained with the full CESAM calibrated evolution grid. b) Results obtained with CESAM with a mixing length parameter $\alpha = 0.85\alpha_{\odot}$. c) Same as previously but with $\alpha = 1.15\alpha_{\odot}$. d) Results obtained with the calibrated CESAM evolution grid but a constraint on the stellar density obtained from [Alonso et al. \(2008\)](#) instead of [Gillon et al. \(2010\)](#). e) Results obtained with the YY tracks ([Demarque et al. 2004](#)). f) Results obtained with the BCAH98 tracks ([Baraffe et al. 1998](#)). The colored area corresponds to constraints derived from stellar evolution models matching the stellar density and effective temperature within a certain number of standard deviations: less than 1σ (red), 2σ (blue), or 3σ (yellow).

Table 2. Derived mass and radius of the star CoRoT-2 for two different inferred ages.

Model	no spot		0-20% spots	
	M_*/M_\odot	R_*/R_\odot	M_*/M_\odot	R_*/R_\odot
<i>0-50 Ma</i>				
CESAM	0.97 ± 0.04	0.91 ± 0.02	0.95 ± 0.07	0.90 ± 0.03
BCAH98	1.04 ± 0.06 (2σ)	0.93 ± 0.03 (2σ)	0.96 ± 0.08	0.90 ± 0.03
<i>50-500 Ma</i>				
CESAM	1.03 ± 0.01 (2σ)	0.92 ± 0.01 (2σ)	1.04 ± 0.01	0.93 ± 0.01
BCAH98	1.03 ± 0.02 (2σ)	0.92 ± 0.02 (2σ)	1.04 ± 0.02	0.93 ± 0.02

Table 3. Derived mass and radius of the planet CoRoT-2b for two different inferred ages.

Model	no spot		0-20% spots	
	M_p/M_{Jup}	R_p/R_{Jup}	M_p/M_{Jup}	R_p/R_{Jup}
<i>0-50 Ma</i>				
CESAM	3.50 ± 0.20	1.52 ± 0.04	3.45 ± 0.27	1.50 ± 0.06
BCAH98	3.68 ± 0.25 (2σ)	1.54 ± 0.06 (2σ)	3.48 ± 0.30	1.50 ± 0.06
<i>50-500 Ma</i>				
CESAM	3.65 ± 0.13 (2σ)	1.54 ± 0.03 (2σ)	3.67 ± 0.13	1.55 ± 0.03
BCAH98	3.65 ± 0.16 (2σ)	1.54 ± 0.04 (2σ)	3.67 ± 0.16	1.55 ± 0.04

**Fig. 8.** Constraints obtained on the mass and radius of CoRoT-2b. The panels and colors are as in Fig. 7. $R_{\text{Jup}} \equiv 71492$ km

good agreement with the [Gillon et al. \(2010\)](#) results. The corresponding planetary sizes are larger than in both studies because we account for the effect of spot occultations by the transiting planet. The new classes of solutions for the star on the PMS, at ages of between 30 and 40 Ma allow however for slightly smaller R_p values than the standard MS solutions.

3. Planetary evolution models

3.1. Modeling procedure

Our planet evolution models are calculated using CEPAM, a code originally derived from CESAM but accounting for the physics that is specific to planets ([Guillot & Morel 1995](#)). We adopt the same two hypotheses as models of other transiting exoplanets (e.g. [Guillot 2008](#)), namely: (i) We use the equation of state for hydrogen and helium from [Saumon et al. \(1995\)](#) and a slightly larger value of the helium mass-mixing ratio ($Y = 0.30$) to account for the presence of heavy elements; and (ii) interior Rosseland opacities are calculated from [Allard et al. \(2001\)](#). The

outer boundary condition is slightly modified however to allow for the determination of the impact of atmospheric properties on the planetary evolution. Following [Guillot \(2010\)](#) (see also [Hansen 2008](#)), we use a $T(\tau)$ model for the globally-averaged temperature field in the atmosphere

$$\overline{T^4} = \frac{3T_{\text{int}}^4}{4} \left\{ \frac{2}{3} + \tau \right\} + \frac{3T_{\text{eq}}^4}{4} \left\{ \frac{2}{3} + \frac{2}{3\gamma} \left[1 + \left(\frac{\gamma\tau}{2} - 1 \right) e^{-\gamma\tau} \right] + \frac{2\gamma}{3} \left(1 - \frac{\tau^2}{2} \right) E_2(\gamma\tau) \right\}, \quad (6)$$

where τ is the optical depth at thermal wavelengths, E_2 is the exponential integral function of order 2, $4\pi R_p^2 \sigma T_{\text{eq}}^4$ is the stellar luminosity received by the planet, $4\pi R_p^2 \sigma T_{\text{int}}^4$ is the planet's intrinsic luminosity and $\gamma \equiv \kappa_v / \kappa_{\text{th}}$ is the greenhouse factor equal to the ratio of the mean visible opacity to the mean thermal opacity. In addition, we assume that $P = (\kappa_{\text{th}}/g)\tau$, and link atmospheric to interior models at the 10 bar pressure level.

The values of the coefficients κ_{th} and κ_v are parameterized from detailed radiative transfer calculations, as described in [Guillot \(2010\)](#). These, and hence the atmospheric models in general are very uncertain due to the weak constraints on the chemical composition of these atmospheres, the unknown cloud-coverage, the difficulty in estimating how atmospheric dynamics transports heat and chemical elements...etc. In any case, the values that most closely reproduce the models of [Fortney et al. \(2008\)](#) in similar irradiation conditions are $\kappa_{\text{th}} = 10^{-2} \text{ g cm}^{-2}$ and $\kappa_v = 4 \times 10^{-3} \text{ g cm}^{-2}$. These values yield evolution models that closely match our previous calculations (e.g. [Guillot 2008](#)). However, to match the observational constraints from measured brightness temperatures we adopt as a baseline scenario with an increased thermal opacity $\kappa_{\text{th}} = 1.5 \times 10^{-2} \text{ g cm}^{-2}$ (see Sect. 3.4).

The transit radius corresponding to the level for which the chord optical depth is equal to $2/3$ is calculated as in [Guillot \(2010\)](#) using our assumed visible opacity coefficient κ_v . Because of the large size of CoRoT-2b and its relatively significant mass, we choose to ignore the possibility that a central dense core is present and only consider a fully gaseous planet of approximately solar composition. An increase in the mean molecular weight and/or presence of a core would generally lead to a

smaller planet size and thus increase the problem in reproducing the observations.

When considering models that include explicit tidal dissipation, we also solve the combined dynamical and structural evolution of the star/planet system including tides as described in the Appendix. We follow changes in the structural planetary parameters (radius R , pressure P , temperature T , intrinsic luminosity L) as well as in the dynamical parameters of the system (semi-major axis a , orbital eccentricity e , stellar spin Ω_1 , planetary spin Ω_2). At each evolution timestep, a new value of the tidal heating rate H_2 is calculated by solving implicitly the equations for the dynamical evolution of the system. This heating rate is used for the subsequent structural calculations, and assumed to be dissipated at the center of the planet, so that $L(r=0) = H_2$. (For a discussion of how the depth of the dissipation affects the planet's structure and evolution, see Guillot & Showman (2002).) The orbital evolution also modifies the atmospheric boundary condition by altering the irradiation flux. The equilibrium temperature T_{eq} is hence recalculated at each timestep. Our approach to the tidal dissipation calculation is thus similar to that chosen in other calculations (Ibgui & Burrows 2009; Miller et al. 2009), but it is based on the equations derived by Barker & Ogilvie (2009) instead of those of Jackson et al. (2008). The main differences are that the relations are valid for higher values of the eccentricity (see also Leconte et al. 2010) and include the secular evolution of stellar and planetary spins.

3.2. Standard evolution models

We compare in Fig. 9 observational constraints on age and planetary size to standard evolution models with slightly different assumptions about mass, initial planetary radius, and helium content. The standard models are defined by the planet only contracting from an initial radius R_{ini} as a result of the loss of its internal entropy: the only reservoir of energy is the initial gravitational energy $\int Gm/r dm$. The atmospheric boundary condition corresponds to our baseline case.

Our fiducial model has a mass of $M = 3.5 M_J$, an initial radius $R_{\text{ini}} = 2 R_J$, and an equivalent helium mass mixing ratio $Y = 0.30$. It falls short of reproducing the inferred radius by $\sim 20\%$ or more, except at young ages: for pre-main-sequence solutions at 30–40 Ma, the discrepancy is reduced to about 10%. Within the error bars, models with different masses have almost identical evolutions and therefore planetary mass is not a significant parameter in the problem (this is because CoRoT-2b lies in the particular regime of mass for which the radius is almost independent of mass, which for isolated objects corresponds to a maximum in the mass-radius relation -see Guillot (2005)). In a similar way, changing the initial radius affects the evolution only in the first million years: the initial conditions are rapidly forgotten. One may wonder whether a different composition, in particular a different helium abundance, would have a stronger effect on evolution? As shown in Fig. 9, models with $Y = 0.25$ indeed yield a $\sim 4\%$ larger size than for $Y = 0.30$, but this again falls short in explaining the large size of the planet.

These calculations confirm that CoRoT-2b is an anomalously large planet, a result already obtained by Alonso et al. (2008), Leconte et al. (2009), and Miller et al. (2009). However it also demonstrates the fact that the planet's young age is likely to be a crucial factor in explaining its size, both because of the possibility that the planet is initially quite large, and because our stellar evolution models yield solutions at 30–40 Ma that are closer to the theoretical evolution tracks than at any later times.

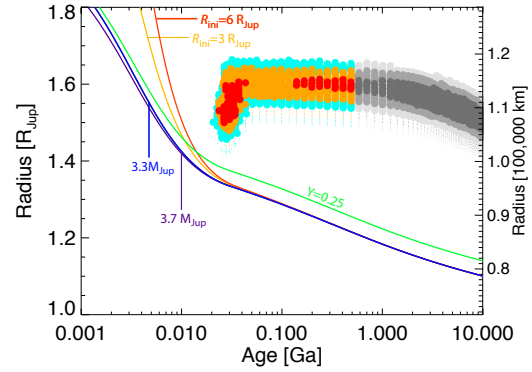


Fig. 9. Contraction of CoRoT-2b compared to its measured radius and inferred age. Our fiducial model has an initial radius $R_{\text{ini}} = 2 R_J$, mass $M_p = 3.5 M_J$, and equivalent helium mass-mixing ratio $Y = 0.30$. The evolution for models with different initial radii R_{ini} (3 to $6 R_J$), different masses (3.3 to $3.7 M_J$), or a different value of Y (0.25) are shown as labeled.

3.3. CoRoT-2b among its peers

It is instructive to compare CoRoT-2b to an ensemble of other transiting giant planets. Among these, CoRoT-2b may not be the largest (it is smaller than CoRoT-1b, HAT-P-8b, TrES-4b, and the present record-holder WASP-12b), but it remains the most difficult to reconcile with present-day models. This is most easily shown by ranking the planets in terms of their radius anomaly, i.e. the difference between its measured radius and the one predicted by models of a pure solar-composition planet of the same mass and age (Guillot et al. 2006). As shown by Fig. 10, when using standard models, CoRoT-2b has a positive, large radius anomaly of 20000 km, but still smaller than that of HAT-P-8b, TrES-4b, and WASP-12b. However, for these last three planets, their large radius can be explained within the error bars by an additional heat source equivalent to 1% of the incoming stellar luminosity deposited at the planet's center (see Guillot 2005 and references therein). As shown in the right panel of Fig. 10, this is not true for CoRoT-2b: because of its large mass, the planet tends to contract rapidly and therefore requires special conditions to explain its large size.

3.4. CoRoT-2b's atmosphere

We now consider how models of the planet's atmosphere affect its evolution. Remarkably, secondary transits of CoRoT-2b were detected in the optical from CoRoT lightcurves (Alonso et al. 2009; Snellen et al. 2010) and in the infrared from Spitzer IRAC observations (Gillon et al. 2010) as well as ground-based measurements (Alonso et al. 2010a). These directly probe the planetary atmosphere and are thus key constraints of the outer boundary conditions used in the evolution modeling.

The fluxes inferred from these measurements are equivalent to brightness temperatures of 1325 ± 180 K at $8 \mu\text{m}$ and 1805 ± 70 K at $4.5 \mu\text{m}$ (Gillon et al. 2010; Snellen et al. 2010). Additional ground-based measurements yield $T_b = 1890^{+260}_{-350}$ K in the K_s band ($\sim 2.1 \mu\text{m}$) and an upper limit of 2250 K in the H band ($\sim 1.6 \mu\text{m}$) (Alonso et al. 2010a). In the optical, independent studies yield brightness temperatures that are very similar

Guillot & Havel: CoRoT-2

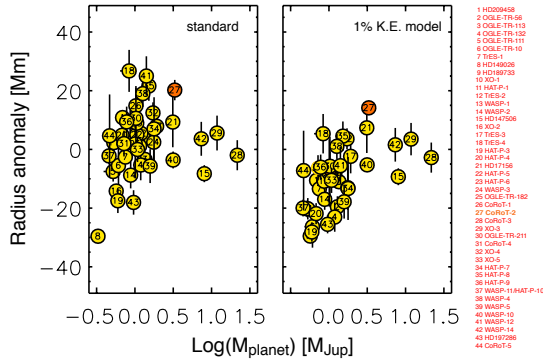


Fig. 10. Radius anomaly (difference between observed and modeled radius –see text–) as a function of planetary mass (in log) for a selection of known transiting giant planets. *Left panel:* Standard models (including stellar irradiation but no extra heat source) are used for the comparison. *Right panel:* Models assume an extra heat source at the planet’s center equivalent to 1% of the incoming stellar heat flux (see Guillot & Showman 2002). CoRoT-2b is labeled “27”. It is the most anomalously large planet on the right panel.

within error bars, i.e. 2120^{+90}_{-110} K (Alonso et al. 2009, 2010b) and 2170 ± 50 K (Snellen et al. 2010). A crucial consequence that can be derived is that *independently of hypotheses about the atmospheric composition and opacity sources, the day-side atmosphere of CoRoT-2b is characterized by physical temperatures that are as low as 1325 ± 180 K, and at least as high as 1805 ± 70 K.* The case of the optical brightness measurements are more complex to interpret because they may arise from either direct emission or a reflection of the incoming stellar flux (Alonso et al. 2009; Snellen et al. 2010). In the limit of a geometric albedo of 0.2, the flux would be entirely due to direct reflection and thus provide no information about the atmospheric temperature profile. In contrast, a zero albedo would imply that the flux in the optical is thermal emission from the planet, and that the corresponding temperatures are high.

These temperature constraints are compared in Fig. 11 to temperature profiles calculated for CoRoT-2b in the framework of our semi-gray analytical model assuming a full redistribution of the incoming stellar flux (see Eq. (6) and Guillot 2010). The value of the intrinsic flux $T_{\text{int}} = 1000$ K was chosen to match that of models with a size $\sim 1.5 R_{\text{Jup}}$, as observed. Using values of the thermal and visible opacities calibrated to detailed atmospheric models (Fortney et al. 2008) (labeled κ_{th}^* , κ_{v}^* in the figure), we derive a temperature profile that is difficult to reconcile with the Spitzer and CoRoT brightness temperatures: the temperature range spanned by the atmosphere at mean optical levels smaller than unity is small: from about 1400 to 1600 K. This implies that to explain the observations with this model, one needs to invoke (i) an albedo of ~ 0.2 , (ii) a high-opacity at $8 \mu\text{m}$, and (iii) a very-low opacity (lower than at visible wavelengths) at $4.5 \mu\text{m}$. This combination of factors appears to be unlikely. Furthermore, one should consider that the low $8 \mu\text{m}$ temperature has to be emitted from high levels in the atmosphere. Because the radiative timescale is shorter at high altitudes (Showman & Guillot 2002; Iro et al. 2005), its temperature may have to be closer to the day-side than global average, which would make the problem even worse.

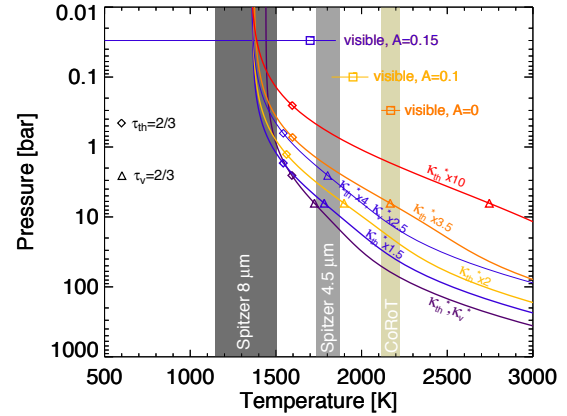


Fig. 11. Possible atmospheric pressure-temperature profiles for CoRoT-2b compared to observational constraints. The brightness temperatures obtained by Spitzer IRAC at 4.5 and $8 \mu\text{m}$ (Gillon et al. 2010) and by CoRoT in the optical (Alonso et al. 2010b; Snellen et al. 2010) are indicated by vertical grey bands. In the case of the optical brightness, the corresponding physical atmospheric temperatures depend on the atmospheric geometric albedo ($A = 0$ to 0.15), and are indicated by squares and with error bars. Temperature profiles are calculated on the basis of a semi-gray analytical model (Guillot 2010), with fiducial values of the thermal and visible opacities $\kappa_{\text{th}}^* = 0.01 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$, $\kappa_{\text{v}}^* = 0.004 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$, and $T_{\text{int}} = 1000$ K. The different lines correspond to different values of these coefficients (as labeled). The values of the assumed Bond albedo are $A = 0$ (purple, orange, red curves), $A = 0.1$ (yellow curve) and $A = 0.15$ (blue curves). The levels for which thermal and visible optical depths equal 2/3 are indicated by diamonds and triangles, respectively.

For these reasons, we consider alternative models. We restrict ourselves to models without a temperature inversion, both because this is not predicted by dedicated radiative transfer models (Gillon et al. 2010; Snellen et al. 2010), and it would make the planetary radius problem more severe. Figure 11 presents a variety of alternative profiles. The temperature range in the low-optical thickness part of the atmosphere is directly related to the factor $\gamma \equiv \kappa_{\text{v}}/\kappa_{\text{th}}$, with a low γ value implying a strong greenhouse effect. We find that models that can more readily reproduce both the infrared and visible brightness temperatures are those with $\gamma \approx 0.2$ to 0.4. These models are also consistent with the secondary transit of CoRoT-2b being detected in CoRoT’s red channel and not in the blue and green channels (Snellen et al. 2010), implying that it indeed originates mostly from direct planetary emission rather than stellar light reflection. They are also consistent with their smaller implied albedos, in line with the low limit $A_{\text{g}} = 0.038 \pm 0.045$ obtained for HD209458b (Rowe et al. 2008), a planet with a similar equilibrium temperature. Larger greenhouse effects (i.e. the red curve in fig. 11) are not consistent with the models because they would tend to yield brightness temperatures that are larger than inferred.

Compared to traditional atmospheric models, this larger greenhouse effect may be achieved by several means: the presence of clouds, of photochemical products, or generally of minor species that are efficient infrared absorbers but are transparent at visible wavelengths. Complications arising from chromatic and

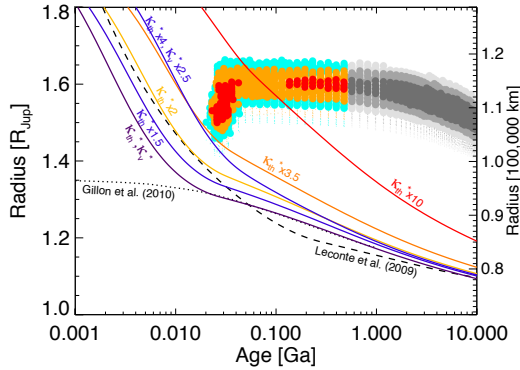


Fig. 12. Transit radius of CoRoT-2b as a function of age. The colored areas indicate constraints obtained from photometric, spectroscopic, radial-velocity data and stellar evolution models. The colors are a function of the distance to the effective temperature-stellar density constraint ellipse in standard error units: within 1σ (red), 2σ (yellow) and 3σ (blue). The star's activity implies an age smaller than ~ 0.5 Ga, which indicated by solutions in shades of grey. The main constraint is obtained for a lightcurve analysis that includes the presence of spots. An analysis that does not account for spots yields a $\sim 3\%$ smaller radius, indicated by a dotted area (see text). The plain curves are obtained from standard evolution models using atmospheric boundary conditions that are parameterized by mean infrared κ_{th} and visible κ_{v} opacity coefficients, as in Fig. 11. The dashed and dotted curves are models from [Leconte et al. \(2009\)](#) and [Gillon et al. \(2010\)](#), respectively.

dynamical effects should of course be taken into account, but are should not change qualitatively the conclusions of this work.

3.5. Impact of atmospheric models on the planetary evolution

Planetary evolution models calculated with different atmospheric boundary conditions are compared in Fig. 12 to standard evolution models for this planet available in the literature and to our inferred age/size constraints for CoRoT-2b. We first note that our baseline models (with opacities κ_{th}^* and κ_{v}^*) are a close match to the models of [Gillon et al. \(2010\)](#) after about 20 Ma, and that they reproduce relatively well the models of [Leconte et al. \(2009\)](#), within 5%, over the whole age range. In this last case, the differences in behavior may be attributed to our fiducial model having slightly lower infrared opacities and a smaller γ value. Because the internal structure part of the calculation should be very similar, this highlights that even with similar hypotheses (a solar composition cloud-free atmosphere), detailed radiative transfer atmospheric models yield predictions that differ in a relatively significant way (see also [Guillot 2010](#)).

As previously, most models are unable to reproduce the constraints. However, two of them do intersect the constraint area at young ages between 30 and 40 Ma. These are models for which the thermal atmospheric opacity has been increased by a factor 3.5 to 4, relatively independently of visible opacities. The consequence of the larger κ_{th} is to reduce the amount of initial heat lost by the planet at young ages. The intersection is small, but could become larger if we considered that non-grey models may enable the deep atmospheric temperatures to increase

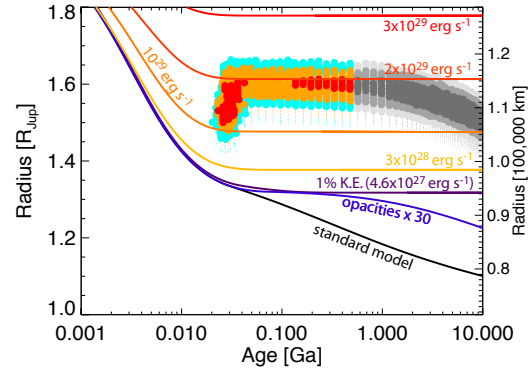


Fig. 13. Contraction of CoRoT-2b relative to its measured radius and inferred age (see fig. 12). The evolution models are labeled as follows: *standard* (black): irradiated, solar-composition planet with no extra heat source; *1% K.E.* (blue): 1% of the incoming stellar flux is assumed to be dissipated at the planet's center; *opacities x30* (light blue): opacities have been artificially multiplied by 30 compared to the standard model; 10^{29} (red): model in which $10^{29} \text{ erg s}^{-1}$ is deposited at the planet's center.

while the visible brightness temperature remains constant, and also that the planet probably formed at least a few million years after the star. As shown in Fig. 12, for an even stronger greenhouse effect (a smaller γ), the present size of the planet may be reached at even older ages. However, this extreme model is unlikely because it disagrees with the inferred visible brightness temperature (see § 3.4).

The present size of CoRoT-2b can thus be explained by the combination of a young age of between 30 and 40 Ma, and additional opacity sources (gases/clouds) in the atmosphere. We note that [Burrows et al. \(2007\)](#) also proposed an increase in atmospheric opacities to explain the large sizes of exoplanets. Our solution is similar, but we emphasize that this increase should concern more particularly the opacities at infrared wavelengths.

3.6. Alternative recipes

Alternative models invoked to explain the large sizes of other exoplanets are unlikely to work. As shown in Fig. 13, the kinetic-energy dissipation model proposed by ([Guillot & Showman 2002](#)) and used successfully for most known transiting planets ([Guillot et al. 2006](#); [Guillot 2008](#)) fails for CoRoT-2. This is also the case of a considerable -30 fold- increase in interior opacities that would also explain the sizes of most transiting planets ([Guillot 2008](#)). In fact, as already noted ([Alonso et al. 2008](#); [Gillon et al. 2010](#)), the energy dissipation deep inside the planet required to explain the present-day radius is enormous, on the order of $10^{29} \text{ erg s}^{-1}$. This is about 30000 times the present intrinsic luminosity of Jupiter. It is also about 1/4th of the power that the planet receives from its parent star.

After that provided by stellar radiation, the most important potential source of energy is that taken from the planetary orbit. When moving CoRoT-2b from infinity to its present orbit, $\Delta E = GM_* M_p / 2a \approx 10^{45} \text{ erg}$ have to be dissipated. If this energy dissipation were to occur entirely in the planet, the maximum amount of time one would be able to maintain a $10^{29} \text{ erg s}^{-1}$ dissipation rate is ~ 300 Ma.

3.7. The effect of tides

As originally proposed by [Bodenheimer et al. \(2001\)](#) and [Gu et al. \(2003\)](#) and later studied by many authors (e.g. [Jackson et al. 2008](#); [Ibgui & Burrows 2009](#); [Miller et al. 2009](#)), stellar tides provide a way to transfer gravitational energy from the planetary orbit into the planet and either slow its contraction, or even produce a size inflation. Models coupling the equations governing the dynamical evolution of the star+planet system with the physical planetary evolution rely however on a crucial assumption: that dissipation occurs at a sufficient depth in the planet interior, i.e. roughly within the planet's convective zone, deeper than a few 100 bars or so (see [Guillot & Showman 2002](#), for a discussion). The mechanisms responsible for the dissipation are yet unknown, and may occur either high up in the atmosphere ([Lubow et al. 1997](#)) or throughout the planetary interior ([Ogilvie & Lin 2004](#)).

Following [Gillon et al. \(2010\)](#), we present models of the dynamical and physical evolution of the CoRoT-2 system caused by the action of stellar and planetary tides. We maximize the efficiency of the heat dissipation by assuming that it is entirely deposited at the center of the planet. We use the dynamical evolution equations derived by [Barker & Ogilvie \(2009\)](#) and include high order terms in eccentricity and equations for the evolution of the stellar and planetary spin (see Appendix). On the basis of the calculations by [Jackson et al. \(2008\)](#), we explore values of the tidal factor Q_p between 10^5 and 10^6 , and of Q_* of 10^5 and higher.

We analyze in Fig. 14 how the tidal heating rates and the orbital timescales depend on the eccentricity of the system using all other known parameters of the system. We first note that for values of the eccentricity $e > 0.3$, these become extremely stiff functions of e . This implies that any initially high eccentricity value causes a rapid evolution of the system which is hardly predicted by models developed only to second order in eccentricity ([Jackson et al. 2008](#); [Ibgui & Burrows 2009](#); [Miller et al. 2009](#); [Gillon et al. 2010](#)). We find that a 10% asynchronous planet would dissipate the required luminosity, but the corresponding synchronization timescale is extremely short, about 10,000 years.

At low eccentricities, an inward migration with a timescale ~ 1 Ga ($Q_*/10^6$) results from tides raised by the planet onto the star. At high eccentricities and for our choice of Q factors, tides raised by the star onto the planet begin to dominate and cause a decrease in the semi-major axis that is concomitant to the circularization of stellar tides on the planet. The orbit circularization is mostly caused by the planet, unless $Q_p > 10Q_*$. While the planet is synchronized efficiently, the star is found to be spun up by the planet relatively slowly ~ 1 Ga for eccentricities $e < 0.2$.

Given its inferred eccentricity, the present size of CoRoT-2b may be explained by tides only within two scenarios: (i) By a very low Q_p value and a forced eccentricity due to the presence of another planet. (ii) By an initial stage of high-dissipation followed by a rapid circularization and contraction. The former case is unlikely (see also [Gillon et al. 2010](#)). The last possibility requires that the circularization proceeds faster than the planet's contraction.

In Fig. 15 we explore the constraints that can be derived on Q_p . Using the equations in the Appendix, we calculate the minimum eccentricity required for tides to dissipate 10^{29} erg s $^{-1}$ in the planet (top panel). We then calculate the time required for the eccentricity to decline from this value to the observed one (we assumed $e = 0.02$). This time is compared to the time required to contract from 2 to 1.5 R_J based on our different atmospheric

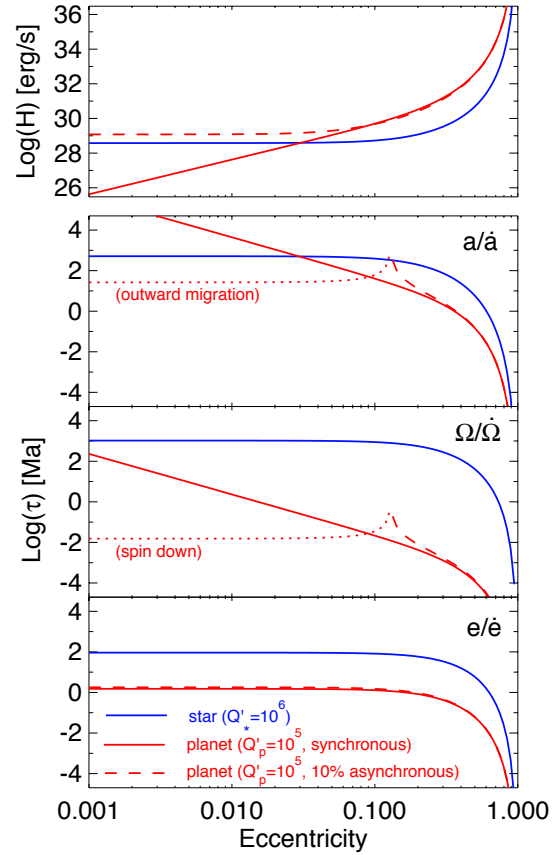


Fig. 14. Heating rates and dynamical timescales for the orbital evolution of the CoRoT-2 system as a function of the orbital eccentricity. The star and planet are assumed to have their present mass and orbital period, and tidal dissipation factors $Q_* = 10^6$, $Q_p = 10^5$. The blue curves refer to the star, the red curves to the planet. The planet is assumed to be either synchronously rotating (spin period=orbital period) (plain lines), or to rotate 10% faster than synchronous rotation (dashed lines). From top to bottom, the panels show various important quantities: (a) *Heating rates* due to tidal dissipation in the planet and in the star. (b) *Migration timescale* due to the star and the planet. Migration is inward except in the asynchronous case due to the planet's spin down for eccentricities smaller than ~ 0.12 . (c) *Spin-up timescale*: The star is spun up by the planet in all cases. The planet is generally spun up, except in the asynchronous case (see text). (d) *Circularisation timescale*: The evolution towards a circular orbit is due to both stellar and planetary tides.

models (bottom panels). We thus derive an upper limit to the planetary tidal factor $Q_p \sim 10^6$ that is similar to the $10^{5.5}$ quoted by [Gillon et al. \(2010\)](#). This estimate does not account for the effect of migration but we propose that it should be relatively realistic.

We show in Fig. 16 a few example results of the full dynamical calculation. One problem we faced was the existence of a runaway inflation of the planet especially for high values of the eccentricity. In order to maximize the ensemble of solutions (and ease the calculation), we set an arbitrary saturation value

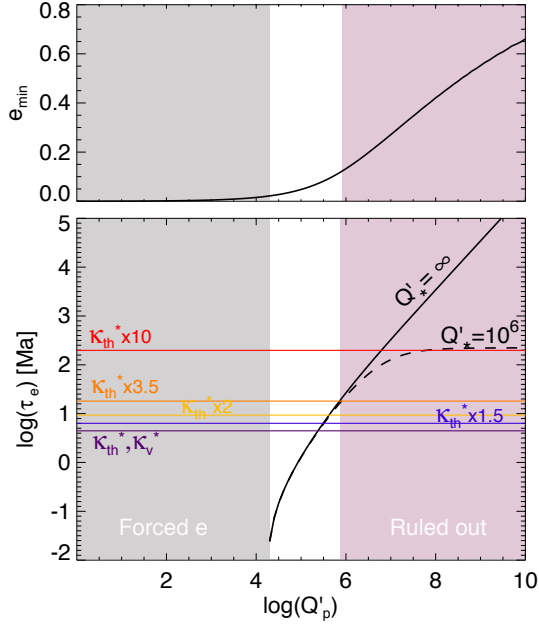


Fig. 15. Minimum eccentricity and circularization timescale as a function of tidal dissipation factor Q'_p . *Top panel:* Eccentricity required to reach a dissipation rate $H = 10^{29} \text{ erg s}^{-1}$ in the planet. *Bottom panel:* Time to evolve from the minimum eccentricity to the observed $e \sim 0.02$ for two values of the stellar tidal factor, ∞ (dashed) and 10^6 (plain). The horizontal lines show the times required for CoRoT-2b to contract from 2 to 1.5 R_J , with the atmospheric boundary conditions as in Fig. 11.

at $H = 2 \times 10^{29} \text{ erg s}^{-1}$ and increase the planetary Q_p factor accordingly. Using this recipe, we are able to reproduce approximately the solutions found by Gillon et al. (2010), but find that the contraction is too fast compared to our age constraints. We were unable in general to find solutions when starting from a fixed initial eccentricity at time $t = 0$. We can obtain transient solutions instead when including inward migration or a late increase in the eccentricity. A plausible scenario could thus be that CoRoT-2b had a recent ($\lesssim 20 \text{ Ma}$) planetary encounter leaving it into an eccentric orbit (e.g. Jurić & Tremaine 2008; Ford & Rasio 2008). Another similar possibility is that the planet had a Kozai interaction with another distant body (e.g. Fabrycky & Tremaine 2007), its orbit was changed to one of high eccentricity, and circularization began less than 20 Ma ago.

3.8. A recent planetary impact?

Another alternative is of course that CoRoT-2b experienced a planetary impact in the past $\sim 20 \text{ Ma}$. Jurić & Tremaine (2008) find that up to about 20% of planets may experience mergers in systems with multiple embryos of the same mass. This probability is extremely dependent on initial conditions, but illustrates that giant impacts may not be an extremely rare possibility. We illustrate the possible mass of such an impactor with an

extremely simple model. The energy required to inflate the precursor of CoRoT-2b is

$$\Delta E_{\text{grav}} \sim \frac{GM_0^2}{R_0} \beta, \quad (7)$$

where M_0 is the mass of the precursor, R_0 its size, and β is the radius factor increase required to explain CoRoT-2b's present size. We assume that the collision takes place at the escape velocity of the precursor, and that half of the kinetic energy is transferred into increasing the internal energy of the final planet, i.e., that

$$\Delta E_{\text{collision}} \sim \frac{1}{4} \frac{GM_0 M_1}{R_0}, \quad (8)$$

where M_1 is the mass of the impactor. Using $M_p \sim M_0 + M_1$ as the present mass of CoRoT-2b, and $\Delta E_{\text{collision}} \sim \Delta E_{\text{grav}}$ we obtain

$$M_1 \sim \frac{\beta}{\beta + 1/4} M_p. \quad (9)$$

This relation is independent of the initial planetary radius. This is because both the impact energy and the inflation energy have the same R_0 dependency. If we assume $\beta \approx 1/4$, we find $M_1 \sim 1/2 M_p \sim 1.75 M_J$. If the system is really young, the need for a large impactor decreases: e.g. with $\beta \approx 0.05$, we obtain $M_1 \sim 1/6 M_p \sim 0.6 M_J$. These values of course represent extremely simplified examples but they show that unless planets can be accelerated to much higher velocities (this would probably require a fourth, massive high density object, i.e. a brown dwarf), only collisions between giant planets would provide the necessary energy to significantly inflate CoRoT-2b.

4. Conclusion

We have combined stellar and planetary evolution models to help us develop a consistent scenario to understand the formation and evolution of the CoRoT-2 system. Although stellar spots are important in the lightcurve analysis and do have an important impact when deriving the planetary radius, we have demonstrated that their consequences on the derived stellar properties are modest and can be modeled as an additional uncertainty in the derived effective temperature of the star.

We have presented evidence for the youth of the CoRoT-2 system. The rapid ~ 4.5 day spin of the star is of course a strong indication of a young age, but we have also shown that a very promising ensemble of solutions occurs on the pre-main-sequence phase of the parent star, yielding ages of between 30 and 40 Ma. By combining constraints obtained on the atmosphere from both brightness temperature measurements and stellar and planetary evolution models, we found that three scenarios can explain the present large size of planet CoRoT-2b. All these imply a recent event that took place less than 40 Ma ago.

1. Its atmosphere is about 3 to 4 times more opaque in the infrared than usually thought, and the system is indeed 30 to 40 Ma old.
2. The CoRoT-2 system involved multiple planets and less than 20 Ma ago, close encounters between the planets brought two into collision. The CoRoT-2b impactor would need to have had a relatively significant fraction of the total planetary mass.
3. The CoRoT-2 system involved multiple planets and less than 20 Ma ago, close encounters between the planets left CoRoT-2b on an eccentric orbit. This orbit has been almost circularized, but remains in the transient heating phase. The parameter space required in terms of initial eccentricities and orbital

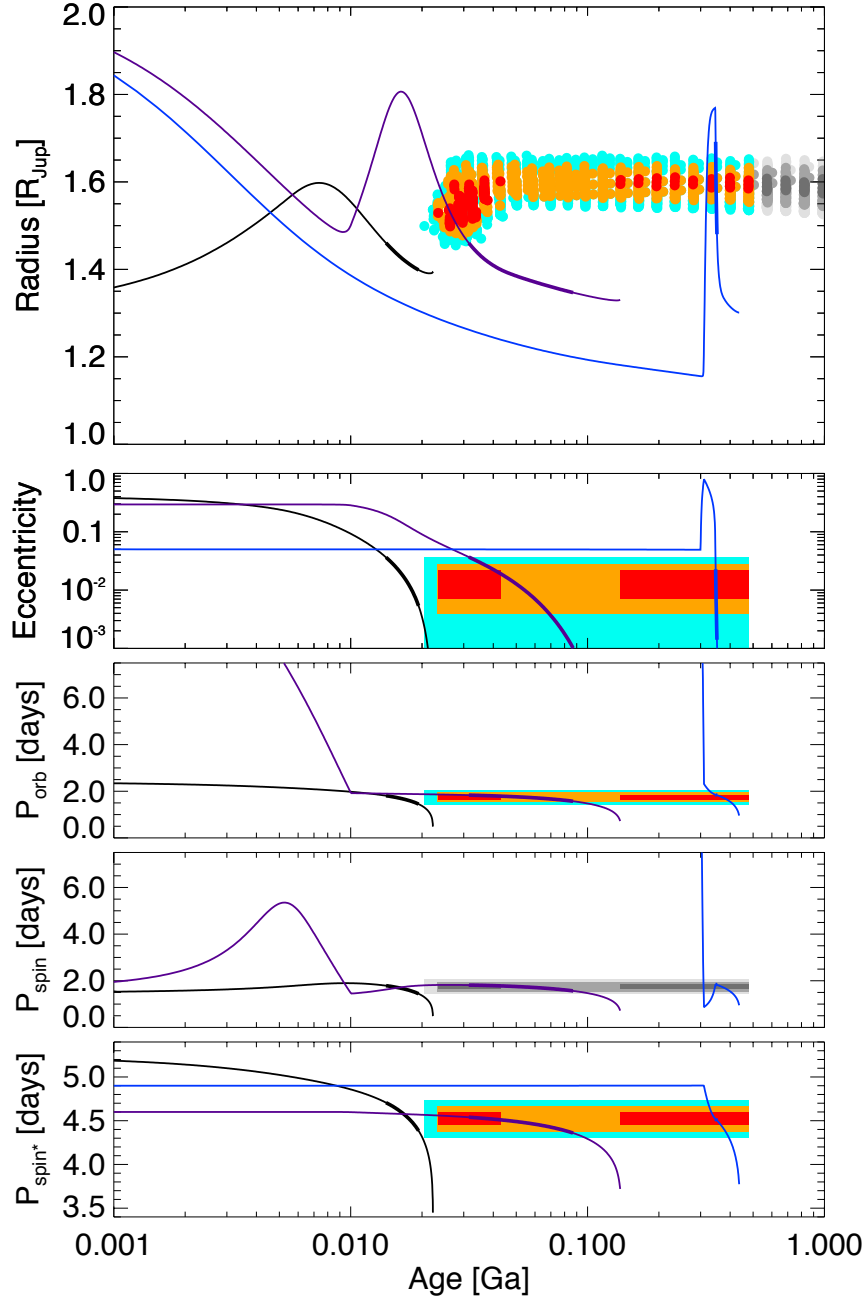


Fig. 16. Evolution of the CoRoT-2 system in the presence of tides, as a function of age expressed in billion years. From top to bottom, the five panels are: (a) Planet's transit radius; (b) Planet's orbital eccentricity; (c) Planet's orbital period in days; (d) Planet's spin period in days; (e) Star's spin period in days. The observational constraints are indicated by colored areas (see fig. 12). For visibility purposes, the constraint on the orbital period has been increased by a factor 10^5 . Three models are shown: *Black lines*: A model with $Q'_p = 3 \times 10^5$, $Q'_s = 10^5$, $e_{\text{ini}} = 0.4$, $a_{\text{ini}} = 0.04$ AU, corresponding to a preferred model of [Gillon et al. \(2010\)](#). *Purple lines*: A model including migration for the first 10 Ma, and $Q'_p = 10^6$, $Q'_s = 10^6$, $e_{\text{ini}} = 0.4$, $a_{\text{ini}} = 0.13$ AU. *Blue lines*: A close-encounter model, for which the eccentricity is suddenly raised to $e \sim 0.77$ after 300 Ma, presumably due to close encounters with another planet. This assumes $Q'_p = 10^5$, $Q'_s = 10^6$, $a_{\text{ini}} = 0.1$ AU. The thick parts of the lines corresponds to epochs for which the eccentricity and orbital periods are in agreement with the observations (see text).

distances for this to have occurred is small, and we found that it generally requires a saturation of the tidal heating to avoid the complete loss of the planet.

The detection of abundant lithium in CoRoT-2 confirms that the star is young: the comparison with data obtained for open clusters indicate that its age should be between 30 and 320 Ma (Gillon et al. 2010). However, this may be an overestimation because lithium may be more easily destroyed in the presence of a massive protoplanetary disk (see Bouvier 2008). Several kinds of observations of CoRoT-2 would shed light on its nature. The detection of an infrared excess or a debris disk would be an indication that the system is young even though there is a wide spread in disk ages (e.g. Hillenbrand et al. 2008). Searching for distant companions would also help especially given the possibility that the planet's eccentricity may have been pumped up by Kozai interactions with a third body before being efficiently damped by tides. Last but not least, the determination of a complete infrared lightcurve including both the primary and the secondary transit would be extremely valuable to constrain the planet's atmospheric properties, in particular its day-night heat redistribution efficiency. It would also help us to determine the planet-to-star radius ratio in way that is less affected by systematic errors due to stellar activity. With similar observations in the visible, one would be able to test our assumption that the signal detected in the CoRoT lightcurves is due to thermal emission from deep levels in the planet. Since the radiative timescales rapidly increase with depth (Iro et al. 2005), we would expect that phase variations in the visible are smaller than in the infrared.

Acknowledgments

We thank an anonymous referee for helpful comments. The present study was made possible thanks to observations obtained with CoRoT, a space project operated by the French Space Agency, CNES, with participation of the Science Program of ESA, ESTEC/RSSD, Austria, Belgium, Brazil, Germany and Spain. We acknowledge the support of the *Programme National de Planétologie* and of CNES. Computations have been done on the *Mesocentre SIGAMM* machine, hosted by the Observatoire de la Côte d'Azur.

References

- Allard, F., Hauschildt, P. H., Alexander, D. R., Tamanai, A., & Schweitzer, A. 2001, *ApJ*, 556, 357 [3.1](#)
- Alonso, R., Auvergne, M., Baglin, A., et al. 2008, *A&A*, 482, L21 [1, 1, 2.1, 2.4, 2.4, 2.5, 5, 3.2, 3.6](#)
- Alonso, R., Deeg, H. J., Kabath, P., & Rabus, M. 2010a, *AJ*, 139, 1481 [3.4](#)
- Alonso, R., Guillot, T., Mazeh, T., et al. 2009, *A&A*, 501, L23 [3.4](#)
- Alonso, R., Guillot, T., Mazeh, T., et al. 2010b, *A&A*, in press [1, 3.4, 11](#)
- Ammler-von Eiff, M., Santos, N. C., Sousa, S. G., et al. 2009, *A&A*, 507, 523 [1, 2.1, 2.4](#)
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 1998, *A&A*, 337, 403 [2.2, 5](#)
- Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2003, *A&A*, 402, 701 [1](#)
- Barker, A. J. & Ogilvie, G. I. 2009, *MNRAS*, 395, 2268 [3.1, 3.7, 4, 4, 4, 4](#)
- Beatty, T. G., Fernandez, J. M., Latham, D. W., et al. 2007, *ApJ*, 663, 573 [2.5](#)
- Bodenheimer, P., Lin, D. N. C., & Mardling, R. A. 2001, *ApJ*, 548, 466 [1, 3.7](#)
- Bouchy, F., Queloz, D., Deleuil, M., et al. 2008, *A&A*, 482, L25 [1, 1, 2.1](#)
- Bouvier, J. 2008, *A&A*, 489, L53 [4](#)
- Burrows, A., Hubeny, I., Budaj, J., & Hubbard, W. B. 2007, *ApJ*, 661, 502 [1, 3.5](#)
- Czesla, S., Huber, K. F., Wolter, U., Schröter, S., & Schmitt, J. H. M. M. 2009, *A&A*, 505, 1277 [1, 2.1](#)
- Demarque, P., Woo, J., Kim, Y., & Yi, S. K. 2004, *ApJS*, 155, 667 [2.2, 5](#)
- Eggleton, P. P., Kiseleva, L. G., & Hut, P. 1998, *ApJ*, 499, 853 [4](#)
- Fabrycky, D. & Tremaine, S. 2007, *ApJ*, 669, 1298 [3.7](#)

- Ford, E. B. & Rasio, F. A. 2008, *ApJ*, 686, 621 [3.7](#)
- Fortney, J. J., Lodders, K., Marley, M. S., & Freedman, R. S. 2008, *ApJ*, 678, 1419 [3.1, 3.4](#)
- Fröhlich, C. & Lean, J. 2004, *A&A Rev.*, 12, 273 [2.3](#)
- Gillon, M., Lanotte, A. A., Barman, T., et al. 2010, *A&A*, 511, A3+ [1, 1, 2.1, 2.4, 5, 2.5, 3.4, 11, 3.4, 12, 3.5, 3.6, 3.7, 3.7, 16, 4](#)
- Grevesse, N. & Noels, A. 1993, *Physica Scripta Volume T*, 47, 133 [2.2](#)
- Gu, P., Lin, D. N. C., & Bodenheimer, P. H. 2003, *ApJ*, 588, 509 [3.7](#)
- Guillot, T. 2005, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 33, 493 [3.2](#)
- Guillot, T. 2008, *Physica Scripta Volume T*, 130, 014023 [1, 3.1, 3.1, 3.6](#)
- Guillot, T. 2010, *A&A*, 520, A27+ [3.1, 3.1, 3.4, 11, 3.5](#)
- Guillot, T. & Morel, P. 1995, *A&AS*, 109, 109 [3.1](#)
- Guillot, T., Santos, N. C., Pont, F., et al. 2006, *A&A*, 453, L21 [1, 3.3, 3.6](#)
- Guillot, T. & Showman, A. P. 2002, *A&A*, 385, 156 [1, 3.1, 3.6, 3.7](#)
- Gustafsson, B., Edvardsson, B., Eriksson, K., et al. 2008, *A&A*, 486, 951 [2.2](#)
- Hansen, B. M. S. 2008, *ApJS*, 179, 484 [3.1](#)
- Hillenbrand, L. A., Carpenter, J. M., Kim, J. S., et al. 2008, *ApJ*, 677, 630 [4](#)
- Huber, K. F., Czesla, S., Wolter, U., & Schmitt, J. H. M. M. 2010, *A&A*, 514, A39+ [1](#)
- Hut, P. 1981, *A&A*, 99, 126 [4](#)
- Ibgui, L. & Burrows, A. 2009, *ApJ*, 700, 1921 [3.1, 3.7](#)
- Iro, N., Bézard, B., & Guillot, T. 2005, *A&A*, 436, 719 [3.4, 4](#)
- Jackson, B., Greenberg, R., & Barnes, R. 2008, *ApJ*, 678, 1396 [3.1, 3.7](#)
- Jurić, M. & Tremaine, S. 2008, *ApJ*, 686, 603 [3.7, 3.8](#)
- Krivova, N. A. & Solanki, S. K. 2008, *Journal of Astrophysics and Astronomy*, 29, 151 [2.3](#)
- Krivova, N. A., Solanki, S. K., & Floyd, L. 2006, *A&A*, 452, 631 [2.3](#)
- Lanza, A. F., Pagano, I., Leto, G., et al. 2009, *A&A*, 493, 193 [1, 1, 2.4](#)
- Leconte, J., Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T., & Levrard, B. 2009, *A&A*, 506, 385 [3.2, 12, 3.5](#)
- Leconte, J., Chabrier, G., Baraffe, I., & Levrard, B. 2010, *A&A*, 516, A64+ [3.1](#)
- Lubow, S. H., Tout, C. A., & Livio, M. 1997, *ApJ*, 484, 866 [3.7](#)
- Mamajek, E. E. & Hillenbrand, L. A. 2008, *ApJ*, 687, 1264 [2.4](#)
- Miller, N., Fortney, J. J., & Jackson, B. 2009, *ApJ*, 702, 1413 [1, 3.1, 3.2, 3.7](#)
- Morel, P. & Lebreton, Y. 2008, *Ap&SS*, 316, 61 [2.2](#)
- Ogilvie, G. I. & Lin, D. N. C. 2004, *ApJ*, 610, 477 [3.7](#)
- Rowe, J. F., Matthews, J. M., Seager, S., et al. 2008, *ApJ*, 689, 1345 [3.4](#)
- Saumon, D., Chabrier, G., & van Horn, H. M. 1995, *ApJS*, 99, 713 [3.1](#)
- Showman, A. P. & Guillot, T. 2002, *A&A*, 385, 166 [3.4](#)
- Silva-Valio, A., Lanza, A. F., Alonso, R., & Barge, P. 2010, *A&A*, 510, A25+ [1](#)
- Snellen, I. A. G., de Mooij, E. J. W., & Burrows, A. 2010, *A&A*, 513, A76+ [1, 3.4, 11, 3.4](#)
- Solanki, S. K. & Fligge, M. 2000, *Space Science Reviews*, 94, 127 [2.3](#)
- Sozzetti, A., Torres, G., Charbonneau, D., et al. 2007, *ApJ*, 664, 1190 [2.5](#)
- Tingley, B. & Sackett, P. D. 2005, *ApJ*, 627, 1011 [2.1](#)

Appendix

We present the time-averaged equations for the dynamical evolution of the star-planet system used in this work. These were taken from Barker & Ogilvie (2009) and applied to the case of a planar system (i.e. neglecting possible inclinations of the star and planet), accounting for external forcing of the semi-major axis, eccentricity, and the conservation of angular momentum during the planet's contraction.

Given a semi-major axis a and an eccentricity e , the orbital mean motion is $n = (G(m_1 + m_2)/a^3)^{1/2}$ and the angular momentum $h = na^2(1 - e^2)^{1/2}$. The equations of secular evolution of h , e , the star's spin Ω_1 and planet's spin Ω_2 under the effect of tides are:

$$\begin{aligned} \frac{1}{h} \frac{dh}{dt} &= -\frac{1}{t_{f1}} \left[-\frac{\Omega_1}{2n} f_3(e^2) + \left(f_4(e^2) - \frac{\Omega_1}{2n} f_2(e^2) \right) \right] \\ &\quad - \frac{1}{t_{f2}} \left[-\frac{\Omega_2}{2n} f_3(e^2) + \left(f_4(e^2) - \frac{\Omega_2}{2n} f_2(e^2) \right) \right] \\ &\quad - \frac{e}{1 - e^2} \dot{e} + \frac{1}{2a} \dot{a}, \\ \frac{de}{dt} &= -\frac{1}{t_{f1}} \left[9 \left(f_1(e^2) - \frac{11}{18} \frac{\Omega_1}{n} f_2(e^2) \right) e \right] \end{aligned} \quad (10)$$

$$-\frac{1}{t_{f2}} \left[9 \left(f_1(e^2) - \frac{11}{18} \frac{\Omega_2}{n} f_2(e^2) \right) e \right] + \dot{e}, \quad (11)$$

$$\frac{d\Omega_1}{dt} = \frac{\mu}{I_1 t_{f1}} \left[-\frac{\Omega_1}{2n} (f_3(e^2) + f_2(e^2)) + f_4(e^2) \right] h + \dot{\Omega}_1, \quad (12)$$

$$\frac{d\Omega_2}{dt} = \frac{\mu}{I_2 t_{f2}} \left[-\frac{\Omega_2}{2n} (f_3(e^2) + f_2(e^2)) + f_4(e^2) \right] h + \dot{\Omega}_2. \quad (13)$$

In these equations, $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ is the reduced mass of the system, $I_{1,2}$ are the moments of inertia of the star and planet, and $t_{f1,2}$ are the tidal friction timescales, defined as

$$\frac{1}{t_{f1}} = \left(\frac{9n}{2Q'_1} \right) \left(\frac{m_2}{m_1} \right) \left(\frac{R_1}{a} \right)^5, \quad (14)$$

$$\frac{1}{t_{f2}} = \left(\frac{9n}{2Q'_2} \right) \left(\frac{m_1}{m_2} \right) \left(\frac{R_2}{a} \right)^5, \quad (15)$$

where $Q'_{1,2}$ are tidal dissipation efficiency parameters defined as $Q'_{1,2} = 3/(2k_{1,2}n\tau_{1,2})$, $k_{1,2}$ being the second-order Love numbers for the star and planet, and $\tau_{1,2}$ the assumed constant lag time between the quasi-hydrostatic figure and its equilibrium tide value (see [Barker & Ogilvie 2009](#); [Eggleton et al. 1998](#), for a discussion).

The quantities \dot{a} , \dot{e} , $\dot{\Omega}_1$, and $\dot{\Omega}_2$ correspond to imposed rates of change per unit time of the semi-major axis, eccentricity, star spin, and planet spin, respectively. They are all set to mimic the presence of additional physical processes: $\dot{a} \neq 0$ accounts for the migration imposed by a circumstellar disk on the planet, $\dot{e} \neq 0$ mimics the mean eccentricity increase due to a Kozai effect, and $\dot{\Omega}_1 \neq 0$ accounts for the evolution of the stellar spin due to magnetic braking. The rate of change of the planet spin $\dot{\Omega}_2$ however, is self-consistently obtained from angular momentum conservation considerations that account for the planet's contraction rate \dot{R}_2 obtained from the evolution calculations

$$\dot{\Omega}_2 = -2 \frac{\Omega_2}{R_2} \dot{R}_2. \quad (16)$$

This relation assumes that the planet rotates as a solid body, and that its moment of inertia remains constant.

Furthermore, Eqs (10-13) make use of the following functions of the eccentricity ([Barker & Ogilvie 2009](#); [Hut 1981](#)):

$$f_1(e^2) = \left(1 + \frac{15}{4}e^2 + \frac{15}{8}e^4 + \frac{5}{64}e^6 \right) (1 - e^2)^{-13/2} \quad (17)$$

$$f_2(e^2) = \left(1 + \frac{3}{2}e^2 + \frac{1}{8}e^4 \right) (1 - e^2)^{-5} \quad (18)$$

$$f_3(e^2) = \left(1 + \frac{9}{2}e^2 + \frac{5}{8}e^4 \right) (1 - e^2)^{-5} \quad (19)$$

$$f_4(e^2) = \left(1 + \frac{15}{2}e^2 + \frac{45}{8}e^4 + \frac{5}{16}e^6 \right) (1 - e^2)^{-13/2} \quad (20)$$

$$f_5(e^2) = \left(3 + \frac{1}{2}e^2 \right) (1 - e^2)^{-5} \quad (21)$$

$$f_6(e^2) = \left(1 + \frac{31}{2}e^2 + \frac{255}{8}e^4 + \frac{185}{16}e^6 + \frac{25}{64}e^8 \right) (1 - e^2)^{-8} \quad (22)$$

Last but not least, from energy conservation, one infers that the energy dissipated in the star and in the planet, respectively, are

$$H_1 = \mu \frac{h}{n t_{f1}} \left[\frac{1}{2} \Omega_1^2 (f_3(e^2) + f_2(e^2)) - 2n \Omega_1 f_4(e^2) \right.$$

$$\left. + n^2 f_6(e^2) \right], \quad (23)$$

$$H_2 = \mu \frac{h}{n t_{f2}} \left[\frac{1}{2} \Omega_2^2 (f_3(e^2) + f_2(e^2)) - 2n \Omega_2 f_4(e^2) \right. \\ \left. + n^2 f_6(e^2) \right]. \quad (24)$$

The heating rate in the planet H_2 may then be applied to the planetary evolution calculations. (Note that Eqs. (23) and (24) have opposite signs compared to [Barker & Ogilvie \(2009\)](#), so that H_1 and H_2 are positive).

For models in which tidal dissipation in the planet is assumed to saturate at a fixed value $H_2 = H_{2,\max}$, we proceed as follows: when the dissipation in the planet is found to exceed $H_{2,\max}$, we increase the value of Q'_2 until we reach the maximal allowed dissipation.

4.3 CoRoT-9

4.3.1 Introduction

Comme toute modélisation physique, il est nécessaire de confronter nos résultats avec des observations clefs, sensés éprouver la justesse et la validité d'un modèle. Les modèles planétaires n'échappent pas à cette règle. CEPAM a été calibré avec les planètes géantes que l'on connaît le mieux : Jupiter et Saturne. Grâce à toutes les observations qui contraignent les modèles de nos deux géantes gazeuses (*p. ex.* moments gravitationnels, composition, masse et rayon précis, température, dynamique fine...), les planétologues ont construit des modèles physiques à même de reproduire ces caractéristiques, et ont fait l'hypothèse tout à fait légitime qu'ils pouvaient s'appliquer à toute autre planète géante. Quelle ne fut pas notre surprise, lorsqu'on a découvert les premières exoplanètes, de trouver de nombreuses planètes géantes orbitant non pas loin de leur étoile, mais très très proche (encore plus que Mercure!). Bien sûr les modèles ont été appliqués avec succès sur ces Jupiters chauds (moyennant quelques modifications dans certains cas), mais il manquait jusqu'en 2010 une planète en transit (pour avoir le rayon de celle-ci) suffisamment éloignée de son étoile hôte, et sur une orbite peu excentrique qui puisse être donc considérée comme analogue à nos deux géantes, et ainsi servir de test solide.

CoRoT-9b est une planète de masse $\sim 0.84 M_{\text{Jup}}$ et de rayon $\sim 1.05 R_{\text{Jup}}$, sur une orbite similaire à Mercure d'excentricité faible et avec un des plus grand périastre. L'étoile centrale est de type G3V, de métallicité solaire, peu active. En conséquence l'évolution de CoRoT-9b n'est pas (et n'a pas été) affecté par les effets de marées ni par une forte irradiation solaire. Cette planète se trouve donc être le candidat idéal pour tester les modèles planétaires dans des conditions similaires à Jupiter et Saturne.

Mon travail dans cet article a d'abord été de modéliser l'étoile pour obtenir son rayon (et donc celui de la planète) en fonction de l'âge du système. Ensuite, j'ai créé différents modèles planétaires sans inclure de dissipation d'énergie ni d'autre artifice habituellement utilisé pour expliquer le rayon enflé des Jupiters chauds. Étant donné les caractéristiques observationnelles du système, on s'attend à ce que la composition de la planète soit très similaire à celle des géantes de notre système solaire. En fait ce fut exactement le cas : je trouve que CoRoT-9b a une masse d'éléments lourds (supposés être dans un noyau central) comprise entre 0 et $\sim 30 M_{\oplus}$, ce qui est aussi la gamme de valeurs possible pour le noyau de Jupiter et Saturne. Grâce à une analyse cohérente, j'ai donc pu affirmer que CoRoT-9b est une planète essentielle qui valide les modèles planétaires pour des objets similaires à Jupiter. En d'autres termes, notre compréhension de la physique de ces objets est suffisamment bonne pour être appliquée en dehors de notre système. Cela n'empêche pas qu'il nous manque encore des éléments physiques très importants qui nous permettraient d'avoir un tel niveau de confiance pour les planètes fortement irradiées.

4.3.2 Article Deeg et al. 2010

LETTERS

A transiting giant planet with a temperature between 250 K and 430 K

H. J. Deeg^{1,2}, C. Moutou³, A. Erikson⁴, Sz. Csizmadia⁴, B. Tingley^{1,2}, P. Barge³, H. Bruntt⁵, M. Havel⁶, S. Aigrain^{7,8}, J. M. Almenara^{1,2}, R. Alonso⁹, M. Auvergne⁵, A. Baglin⁵, M. Barbieri^{3,10}, W. Benz¹¹, A. S. Bonomo³, P. Bordé¹², F. Bouchy^{13,14}, J. Cabrera^{4,15}, L. Carone¹⁶, S. Carpano¹⁷, D. Ciardi¹⁸, M. Deleuil³, R. Dvorak¹⁹, S. Ferraz-Mello²⁰, M. Fridlund¹⁷, D. Gandolfi²¹, J.-C. Gazzano³, M. Gillon²², P. Gondoin¹⁷, E. Guenther²¹, T. Guillot⁶, R. den Hartog¹⁷, A. Hatzes²¹, M. Hidas^{23,24}, G. Hébrard¹³, L. Jorda³, P. Kabath^{4,†}, H. Lammer²⁵, A. Léger¹², T. Lister²³, A. Llebaria³, C. Lovis⁹, M. Mayor⁹, T. Mazeh²⁶, M. Ollivier¹², M. Pätzold¹⁶, F. Pepe⁹, F. Pont⁷, D. Queloz⁹, M. Rabus^{1,2,†}, H. Rauer^{4,27}, D. Rouan⁵, B. Samuel¹², J. Schneider¹⁵, A. Shporer²⁶, B. Stecklum²¹, R. Street²³, S. Udry⁹, J. Weingrill²⁵ & G. Wuchterl²¹

Of the over 400 known¹ exoplanets, there are about 70 planets that transit their central star, a situation that permits the derivation of their basic parameters and facilitates investigations of their atmospheres. Some short-period planets², including the first terrestrial exoplanet^{3,4} (CoRoT-7b), have been discovered using a space mission⁵ designed to find smaller and more distant planets than can be seen from the ground. Here we report transit observations of CoRoT-9b, which orbits with a period of 95.274 days on a low eccentricity of 0.11 ± 0.04 around a solar-like star. Its periastron distance of 0.36 astronomical units is by far the largest of all transiting planets, yielding a 'temperate' photospheric temperature estimated to be between 250 and 430 K. Unlike previously known transiting planets, the present size of CoRoT-9b should not have been affected by tidal heat dissipation processes. Indeed, the planet is found to be well described by standard evolution models⁶ with an inferred interior composition consistent with that of Jupiter and Saturn.

CoRoT observed the CoRoT-9 host star for 145 days starting on 15 April 2008, in the target window E1_0651 of the survey-field LRC02 in the constellation Serpens Cauda. Two transit events (Fig. 1) were detected in CoRoT's three-colour photometry, the first one on 16 May 2008. A model fit to the first transit event indicated a Jupiter-sized planet on an equatorial transit (for values, see Table 1). Alerted by this event, two spectra of CoRoT-9 were obtained with the SOPHIE spectrograph⁷ on 5 and 25 August 2008, showing a velocity difference of $35 \pm 21 \text{ m s}^{-1}$ between both epochs, which is compatible with a giant planet.

Observations of a transit on 1 June 2009 with the Wise Observatory 1 m telescope (Israel) and the IAC 80 cm telescope (Tenerife) confirmed

that the event originated on the target star itself. A false alarm from possible nearby eclipsing binary stars, the light of which might have spread into CoRoT's large ($16'' \times 21''$) aperture mask, could therefore be excluded⁸. Radial velocity observations (Fig. 2 and Supplementary Table 1) with the HARPS spectrograph⁹ spanning from 21 September 2008 to 20 September 2009 verified a Jupiter-mass planet on a moderately eccentric orbit.

To assign reliable absolute values to the size and mass of the CoRoT-9b planet, a precise characterization of the planet host star is required. Spectra taken at the Thüringer Landessternwarte and with the UVES spectrograph on the Very Large Telescope Unit 2 (ESO) indicated a G3V star of nearly solar metallicity. Its evolutionary age is not strongly constrained, ranging from 0.15 to 8 Gyr. We favour the higher end of the age range, given the quiescent light curve and the absence of chromospheric activity in the spectra. Its rotational velocity of $v \sin i_{\text{rot}} < 3.5 \text{ km s}^{-1}$ implies (for a rotational inclination $i_{\text{rot}} \approx 90^\circ$) a slow rotation period of >14 days. Depletion of Li has been noted as a feature of planet-hosting stars¹⁰ and indeed, its doublet at 6,707 Å was not found in our spectra.

The combination of the light curve analysis, the radial velocity data and the determined stellar parameters allows the derivation of absolute values for the planet's mass, radius and density (Table 1). The planet has a radius quite similar to Jupiter, with $R_p = (1.05 \pm 0.04) R_{\text{Jupiter}}$, but a lower mass of $M_p = (0.84 \pm 0.07) M_{\text{Jupiter}}$, leading to a density of $0.90 \pm 0.13 \text{ g cm}^{-3}$, or about 68% that of Jupiter.

Tidal heating is expected to play a negligible role in the planet's evolution. The ratio of the rate of energy from tidal circularization (assuming an initial eccentricity similar to that of Jupiter) to that

¹Instituto de Astrofísica de Canarias, C. Via Lactea S/N, E-38205 La Laguna, Tenerife, Spain. ²Departament de Astrofísica, Universidad de La Laguna, E-38200 La Laguna, Tenerife, Spain. ³Laboratoire d'Astrophysique de Marseille, CNRS and Université de Provence, 38 rue Frédéric Joliot-Curie, F-13388 Marseille cedex 13, France. ⁴Institute of Planetary Research, German Aerospace Center, Rutherfordstrasse 2, D-12489 Berlin, Germany. ⁵LESIA, Observatoire de Paris, CNRS, Place J. Janssen, 92195 Meudon cedex, France. ⁶Université de Nice-Sophia Antipolis, Observatoire de la Côte d'Azur, CNRS UMR 6202, 06304 Nice cedex 4, France. ⁷School of Physics, University of Exeter, Exeter, EX4 4QL, UK. ⁸Oxford Astrophysics, University of Oxford, Keble Road, Oxford OX1 3RH, UK. ⁹Observatoire de l'Université de Genève, 51 chemin des Maillettes, CH 1290 Sauverny, Switzerland. ¹⁰Dipartimento di Astronomia, Università di Padova, 35122 Padova, Italy. ¹¹Universität Bern, Physics Institute, Sidlerstrasse 5, CH 3012 Bern, Switzerland. ¹²Institut d'Astrophysique Spatiale, Université Paris XI, F-91405 Orsay, France. ¹³IAP, 98bis boulevard Arago, F-75014 Paris, France. ¹⁴Observatoire de Haute-Provence, CNRS/OAMP, 04870 St Michel l'Observatoire, France. ¹⁵LUTH, Observatoire de Paris, CNRS and Université Paris Diderot, 5 place Jules Janssen, F-92195 Meudon, France. ¹⁶Rheinisches Institut für Umweltforschung an der Universität zu Köln, Aachener Strasse 209, D-50931, Köln, Germany. ¹⁷Research and Scientific Support Department, ESTEC/ESA, PO Box 299, 2200 AG Noordwijk, The Netherlands. ¹⁸NASA Exoplanet Science Institute/Caltech, South Wilson Avenue, Mail Code 100-22, Pasadena, California 91125, USA. ¹⁹University of Vienna, Institute of Astronomy, Türkenschanzstrasse 17, A-1180 Vienna, Austria. ²⁰Institute of Astronomy, Geophysics and Atmospheric Sciences, Universidade de São Paulo, Brasil. ²¹Thüringer Landessternwarte, Sternwarte 5, D-07778 Tautenburg, Germany. ²²University of Liège, Allée du 6 août 17, Sart Tilman, Liège 1, Belgium. ²³Las Cumbres Observatory Global Telescope Network, Inc., 6740 Cortona Drive, Suite 102, Santa Barbara, California 93117, USA. ²⁴Sydney Institute for Astronomy, School of Physics, The University of Sydney, New South Wales 2006, Australia. ²⁵Space Research Institute, Austrian Academy of Science, Schmiedstrasse 6, A-8042 Graz, Austria. ²⁶School of Physics and Astronomy, Raymond and Beverly Sackler Faculty of Exact Sciences, Tel Aviv University, Tel Aviv 69978, Israel. ²⁷Center for Astronomy and Astrophysics, TU Berlin, Hardenbergstrasse 36, 10623 Berlin, Germany. [†]Present addresses: European Southern Observatory Chile, Alonso de Córdova 3107, Vitacura, Casilla 19001, Santiago de Chile, Chile (P.K.); Departamento de Astronomía y Astrofísica, Pontificia Universidad Católica de Chile, Casilla 306, Santiago 22, Chile (M.R.).

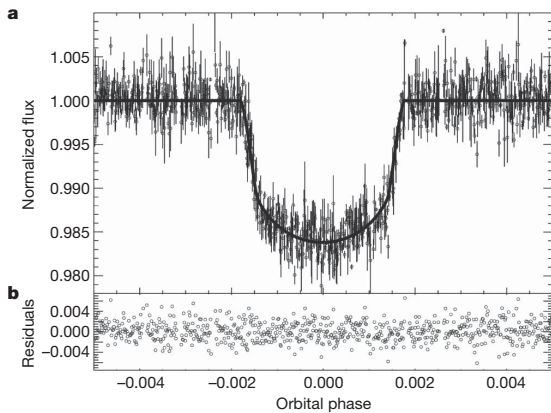


Figure 1 | Light curve and model fit of the CoRoT-9b transit. **a**, Phase-folded light curve from CoRoT around the first observed transit of CoRoT-9b, with the phase set to zero at mid-transit. The data from the three colour-bands of CoRoT have been summed to a ‘white’ band and the points have been binned from an original cadence of 32 s to a duration of 96 s; the error bars indicate the dispersion of the points within the bins. The second transit observed by CoRoT is not shown because it was only partially detected; its first 2 h were lost in an instrument interruption. The solid line represents the model fit from which the primary fit-parameters in Table 1 have been derived. They indicate a transit close to the equator, and a stellar limb darkening that is in good agreement with predictions for the CoRoT pass band²¹. This fit was based on the white-light data of the first transit event and included (1) the removal of a 2.5% contaminating fraction of light not originating from CoRoT-9, (2) the generation of a model for the planetary transit²² assuming a linear relation for the stellar limb-darkening, and (3) the fitting of the model using a heuristic optimization algorithm²³. The contaminating fraction of 2.5% was determined from pre-launch imagery²⁴, taken with the INT/WFC on La Palma, after deconvolving these images with CoRoT’s point-spread function, and measuring the contribution of nearby stars within CoRoT’s aperture mask. **b**, Residuals after subtraction of the model fit.

from insolation¹¹ is 30 times lower for CoRoT-9b than for HD80606b, and at least 1,000 times lower relative to all other transiting planets. Similarly, we estimate¹² a mass loss rate of about $8 \times 10^6 \text{ g s}^{-1}$, which is the lowest one among the known transiting gas giants; escape processes have therefore not affected the planet significantly since its origin. That CoRoT-9b has a much larger periastron distance than any other known transiting exoplanet also strongly constrains its composition, independently of hypotheses^{11,13} on possible missing energy sources and associated radius inflation: An evolutionary model of CoRoT-9b (Fig. 3) shows a good match to the observed radius between 0 and 20 Earth masses of heavy elements, comparable to the composition of giant planets in our Solar System⁶.

Effective temperatures of CoRoT-9b have been calculated using a black-body approximation for the host-star emission and a uniform redistribution of absorbed heat energy between the planet’s day and night side. Following the planet classification based on temperature regimes in ref. 14, there are two possible outcomes for CoRoT-9b: It may be among class III planets with temperatures $> 350 \text{ K}$, which have clear atmospheres without cloud cover and low Bond albedos of 0.09–0.12. With such an albedo, CoRoT-9b’s temperatures would range from 380 K at apostron to 430 K at periastron. CoRoT-9b may also be among Class II planets, with much lower temperatures (250–290 K) owing to a significantly higher Bond albedo of ~ 0.8 from the condensation of H_2O in the upper troposphere. The strong inverse dependency of the albedo on temperatures¹⁴ near 350 K will make it possible to lock the planet into either class II or class III. Transits occur not far from periastron, so temperatures during transit would be only slightly ($< 30 \text{ K}$) lower than at periastron. Day/night temperature

Table 1 | Star and planet parameters of the CoRoT-9/9b system

Parameter	Value
ID (CoRoT-Window-Id)	LR02_E1_0651
ID (CoRoT/Exo-Dat)	0105891283
ID (GSC 2.3)	N1R0059308
Position (J2000)	18:43:08.81 + 06:12:15.19
Magnitudes (ref. 17) U, B, V, r', i'	14.74, 14.55, 13.69, 13.33, 12.86
Results from light-curve analysis	
Planet period, P	95.2738 ± 0.0014 days
Transit epoch, T_0	$\text{HJD } 24\,54603.3447 \pm 0.0001$
Transit duration, T_{14}	8.08 ± 0.10 h
Relative transit depth, $\Delta F/F_0$	0.0155 ± 0.0005
Radius ratio, R_p/R_s	0.115 ± 0.001
Impact parameter, b	$0.01^{+0.06}_{-0.01}$
Limb-darkening coefficient, u	0.57 ± 0.06
Scaled semimajor axis*, a/R_s	93 ± 3
Orbital inclination*, i	$89.99^{+0.01}_{-0.04}^\circ$
Stellar density*, ρ_s	$1.68 \pm 0.20 \text{ g cm}^{-3}$
$M_s^{1/3}/R_s^*$	1.06 ± 0.04 (solar units)
Results from radial velocity observations	
Radial velocity semi-amplitude, K	$38 \pm 3 \text{ m s}^{-1}$
Orbital eccentricity, e	0.11 ± 0.04
Argument of periastron, ω	$37^{+9}_{-37}^\circ$
Systemic radial velocity	$19.791 \pm 0.002 \text{ km s}^{-1}$
Mass function, f	$(5.3 \pm 1.3) \times 10^{-10} M_{\text{Sun}}$
Results from spectral typing of CoRoT-9	
Stellar spectral type	G3V
Stellar surface gravity†, $\log g$	4.54 ± 0.09 c.g.s.
Stellar effective temperature†, T_{eff}	$5625 \pm 80 \text{ K}$
Metallicity†, $[M/H]$	-0.01 ± 0.06
Stellar mass, M_{star}	$(0.99 \pm 0.04) M_{\text{Sun}}$
Stellar radius, R_{star}	$(0.94 \pm 0.04) R_{\text{Sun}}$
Stellar rotational velocity, $v \sin i_{\text{rot}}$	$\leq 3.5 \text{ km s}^{-1}$
Stellar rotational period, P_{rot}	≥ 14 days
Stellar distance	460 pc
Absolute physical parameters from combined analysis	
Planet mass, M_p	$(0.84 \pm 0.07) M_{\text{Jupiter}}$
Planet radius, R_p	$(1.05 \pm 0.04) R_{\text{Jupiter}}$
Planet density, ρ_p	$0.90 \pm 0.13 \text{ g cm}^{-3}$
Planet orbit semi-major axis, a	$0.407 \pm 0.005 \text{ AU}$
Planet–star distance at transit, a_t	$0.377^{+0.025}_{-0.015} \text{ AU}$

* These values take into account the eccentricity as found by the radial-velocity observations. † These values are based on high-resolution ($R \approx 65,000$) spectra taken on 21 and 22 September 2008 with the ESO VLT/UVES in Dic1 mode (390 + 580), a slit width of 0.7 arcsec and analysis with the VWA software^{18,19}.

The planet’s quoted period was determined from the first transit observed by CoRoT and from ground-based photometry of a transit on 5 September 2009, taken with the Euler 1.2 m telescope from La Silla, Chile, and the 2 m LCOGT Faulkes Telescope North at Haleakala Observatory. For the transit duration, the time from first to fourth contact is given. The mass function indicates the ratio $j = (M_p \sin i)^2 / (M_p + M_s)^2$ and is given by $j = (1 - e^2)^{3/2} K^2 P / (2\pi \gamma)$, where γ is the gravitational constant. The stellar spectral type is based on data taken with the spectrograph ($R \approx 2,100$) at the Thüringer Landessternwarte (Tautenburg, Germany) on 27 July 2008. The value for the stellar surface gravity is determined directly from spectroscopy. An alternative, $\log g = 4.49 \pm 0.04$, can be derived from the stellar density given by the light-curve analysis and a weakly influencing component of $M_{\text{star}}^{1/3}$. The stellar mass is derived from StarEvolution²⁰ evolutionary tracks. The stellar radius is derived from the quoted stellar mass and the stellar density from the transit-fit. $R_{\text{Jupiter}} = 71492 \text{ km}$; $M_{\text{Jupiter}} = 1.8986 \times 10^{30} \text{ g}$, AU, astronomical units.

variations are expected to be very small for two reasons. First, from its low tidal dissipation we estimate a timescale for rotational slowdown of the order of 100 Gyr; so its rotation should still be close to the unknown, but probably rapid, primordial rate. Second, the planet’s radiative timescale at the photosphere, which is inversely proportional to the cube of the photospheric temperature¹⁵, should be around 50 times longer than for a standard hot-giant planet with a 1,500 K irradiation temperature.

Figure 4 shows a diagram of the eccentricity versus the period for all known planets and for all transiting planets. As can be seen, CoRoT-9b is the first transiting planet among those with longer periods that does not represent a case of extreme eccentricity with associated extreme temperature changes (for example, HD80806b’s temperature is estimated to rise from $\sim 800 \text{ K}$ to $\sim 1,500 \text{ K}$ over a six-hour period near periastron¹⁶). On the contrary, it is the first transiting planet whose general properties coincide with the largest-known population of planets, those of longer periods and low-to-moderate eccentricities, but which were previously known only from radial velocity surveys.

LETTERS

NATURE | Vol 464 | 18 March 2010

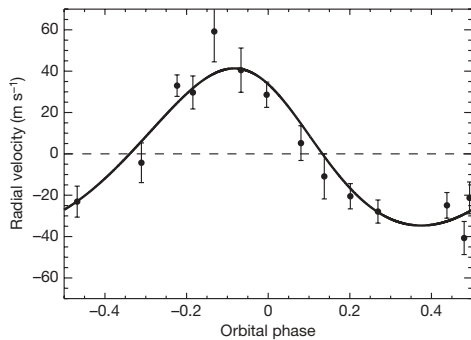


Figure 2 | CoRoT-9 radial velocities. Radial velocity data from the HARPS spectrograph after subtraction of the systemic velocity, versus the orbital phase, set to zero at periastris. The error bars on individual points are 1-sigma measurement errors, derived from a cross correlation function to the observed spectra. The solid line is the best-fit elliptical orbital solution; the root-mean-square of its residuals is 6.3 m s^{-1} . This solution was also constrained by the known ephemeris of the planetary transits. An F -test comparing a best-fit circular orbit to the adopted elliptic orbit gives 95% confidence for the presence of an ellipticity that is significantly different from zero.

Our results on CoRoT-9b show that these planets may be expected to be rather similar to the giants of our Solar System.

CoRoT-9b's period is about ten times longer than of any other planet discovered through the transit method, which demonstrates the method's potential to find longer-periodic planets. Further observations of such planets will, however, present new challenges. CoRoT-9b's distance from its host-star of ~ 0.9 milliarcseconds is too close for imaging, and regardless of its actual Bond albedo, its relative secondary eclipse depths will be undetectable, being at the parts per million level in both the visible and the near-infrared regime. The most promising aspect of CoRoT-9b is that it will allow for spectroscopy during primary transits, which may lead to the detection of species at moderate temperatures in the visible and infrared spectra, such as CO_2 at $1.25 \mu\text{m}$, CH_4 at $0.95 \mu\text{m}$, or H_2O at $6 \mu\text{m}$.

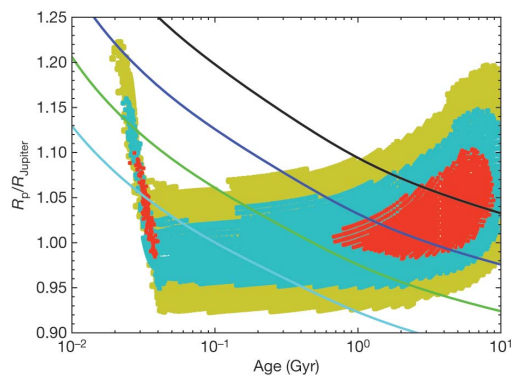


Figure 3 | Evolutionary model for a CoRoT-9b like planet. Constraints on the transit radius of CoRoT-9b for a given age, based on stellar²⁵ and planetary evolutionary tracks²⁶. Its observed radius is $(1.05 \pm 0.05)R_{\text{Jupiter}}$ (Table 1). Red, blue and green dots correspond to models matching the $\rho_{\text{star}}-T_{\text{eff}}$ uncertainty ellipse within 1σ , 2σ and 3σ , respectively. Planetary evolution models for a planet with a solar-composition envelope and a central dense core of 0, 20, 40 and 60 Earth masses are shown as black, blue, green and light blue lines, respectively. These models assume that the planet is made of a solar-composition envelope over a dense icy/rocky core of variable mass. Their results depend only weakly on the assumed opacities, and uncertainties due to the atmospheric temperature, planetary mass and any tidal dissipation rate are negligible.

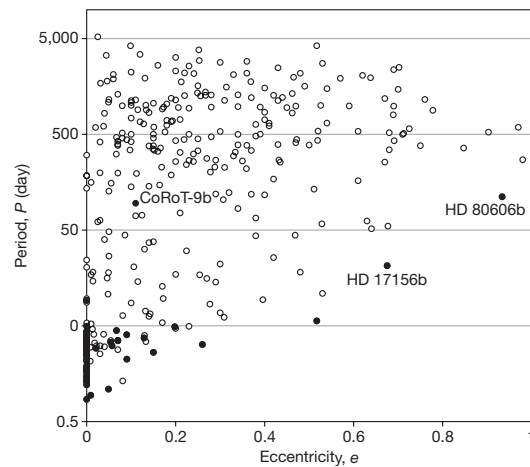


Figure 4 | The orbital parameters of CoRoT-9b among extrasolar planets. The eccentricity and period of all 339 exoplanets for which both values are known as of 1 November 2009. Solid dots are the 58 transiting planets among them—most of them have short periods of less than about 5 days and zero or low eccentricities. Only two further transiting planets have orbital periods longer than ten days; these are HD17156²⁷ with 21.2 days and HD80606^{28–30} with 111.4 days. However, both of them also have the highest eccentricities among planets of similar periods. Open dots represent the remaining exoplanets, known only from radial velocity observations. Data are sourced from ref. 1.

Received 30 November 2009; accepted 19 January 2010.

- Schneider, J. *The Extrasolar Planets Encyclopedia* (<http://exoplanet.eu/index.php>) (1999–2010).
- Dvorak, R. et al. CoRoT's first seven planets: An overview. In *Proc. "New Technologies for Probing the Diversity of Brown Dwarfs and Exoplanets"* (EDP publications, 2009); preprint at (<http://arxiv.org/abs/0912.4655>).
- Léger, A. et al. Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. VIII. CoRoT-7b: the first super-Earth with measured radius. *Astron. Astrophys.* **506**, 287–302 (2009).
- Queloz, D. et al. The CoRoT-7 planetary system: two orbiting super-Earths. *Astron. Astrophys.* **506**, 303–319 (2009).
- Baglin, A. et al. CoRoT: Description of the Mission and Early Results. *IAU Symp.* **253**, 71–81 (2009).
- Guillot, T. The interiors of giant planets: models and outstanding questions. *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.* **33**, 493–530 (2005).
- Perruchot, S. et al. The SOPHIE spectrograph: design and technical key-points for high throughput and high stability. *Proc. SPIE* **7014**, 70140J (2008).
- Deeg, H. J. et al. Ground-based photometry of space-based transit detections: photometric follow-up of the CoRoT mission. *Astron. Astrophys.* **506**, 343–352 (2009).
- Mayor, M. et al. Setting new standards with HARPS. *ESO Mess.* **114**, 20–24 (2003).
- Israelian, G. et al. Enhanced lithium depletion in Sun-like stars with orbiting planets. *Nature* **462**, 189–191 (2009).
- Ibgui, L., Burrows, A. & Spiegel, D. Tidal heating models for the radii of the inflated transiting giant planets WASP-4b, WASP-6b, WASP-12b, and TrES-4. *Astrophys. J.* (submitted); preprint at (<http://arxiv.org/abs/0910.4394>) (2009).
- Lammer, H. et al. Determining the mass loss limit for close-in exoplanets: what can we learn from transit observations? *Astron. Astrophys.* **506**, 399–410 (2009).
- Miller, N., Fortney, J. J. & Jackson, B. Inflating and deflating hot Jupiters: coupled tidal and thermal evolution of known transiting planets. *Astrophys. J.* **702**, 1413–1427 (2009).
- Sudarsky, D., Burrows, A. & Pinto, P. Albedo and reflection spectra of extrasolar giant planets. *Astrophys. J.* **535**, 885–903 (2000).
- Showman, A. P. & Guillot, T. Atmospheric circulation and tides of "51 Pegasus b-like" planets. *Astron. Astrophys.* **385**, 166–180 (2002).
- Laughlin, G. et al. Rapid heating of the atmosphere of an extrasolar planet. *Nature* **457**, 562–564 (2009).
- Exodat Information System. (<http://lamwww.oamp.fr/exodat/>).
- Bruntt, H. et al. Abundance analysis of targets for the COROT/MONS asteroseismology missions. II. Abundance analysis of the COROT main targets. *Astron. Astrophys.* **425**, 683–695 (2004).
- Bruntt, H., De Cat, P. & Aerts, C. A spectroscopic study of southern (candidate) γ Doradus stars. II. Detailed abundance analysis and fundamental parameters. *Astron. Astrophys.* **478**, 487–496 (2008).
- Siess, L. Evolution of massive AGB stars. I. Carbon burning phase. *Astron. Astrophys.* **448**, 717–729 (2006).

21. Sing, D. K. Stellar limb-darkening coefficients for CoRoT and Kepler. *Astron. Astrophys.* **510**, 21–27 (2010).
22. Mandel, K. & Agol, E. Analytic light curves for planetary transit searches. *Astrophys. J.* **580**, L171–L175 (2002).
23. Geem, Z. W., Kim, J. H. & Loganathan, G. V. A new heuristic optimization algorithm: Harmony Search. *Simulation* **76**, 60–68 (2001).
24. Deleuil, M. *et al.* Exo-Dat: an information system in support of the CoRoT/exoplanet science. *Astron. J.* **138**, 649–663 (2009).
25. Morel, P. & Lebreton, Y. CESAM: a free code for stellar evolution calculations. *Astrophys. Space Sci.* **316**, 61–73 (2008).
26. Guillot, T. The composition of transiting giant extrasolar planets. *Phys. Scr.* **130**, 014023 (2008).
27. Barbieri, M. *et al.* HD 17156b: a transiting planet with a 21.2 day period and an eccentric orbit. *Astron. Astrophys.* **476**, L13–L16 (2007).
28. Fossey, S. J., Waldmann, I. P. & Kipping, D. M. Detection of a transit by the planetary companion of HD 80606. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **396**, L16–L20 (2009).
29. Moutou, C. *et al.* Photometric and spectroscopic detection of the primary transit of the 111-day-period planet HD 80606 b. *Astron. Astrophys.* **498**, L5–L8 (2009).
30. Garcia-Melendo, E. & McCullough, P. R. Photometric detection of a transit of HD 80606b. *Astrophys. J.* **698**, 558–561 (2009).

Supplementary Information is linked to the online version of the paper at www.nature.com/nature.

Acknowledgements The CoRoT space mission has been developed and is operated by CNES, with the contributions of Austria, Belgium, Brazil, ESA, Germany

and Spain. CoRoT data are available to the public from the CoRoT archive: <http://idoc-corot.ias.u-psud.fr>. The team at IAC acknowledges support by grant ESP2007-65480-C02-02 of the Spanish Ministerio de Ciencia e Innovación. The German CoRoT Team (TLS and Univ. Cologne) acknowledges DLR grants 50OW0204, 50OW0603 and 50QP07011. Observations with the HARPS spectrograph were performed under the ESO programme ID 082.C-0120, and observations with the VLT/UVES under ID 081.C-0413(C).

Author Contributions H.J.D. coordinated the analysis and its interpretation. P. Barge, S.A., J.M.A., R.A., J.C., L.C., T.M., M.O., M.P. and B. Samuel contributed to the treatment of the light curve and the detection of the transits in the CoRoT data. F.B., D.Q., C.M., G.H., M.M., C.L., F. Pepe, A.H., W.B., S.A., S.U. and F. Pont prepared, performed and analysed radial velocity observations; A. Baglin, M.A., J.S., L.J., P. Bordé, A. Léger, A. Llebaria and P.B. contributed fundamentally to the definition, design and operation of the CoRoT instrument. A.E., B.T., S.C., R.D., M.F., M.G., M. Hidas, T.L., H.R., D.R., R.S., A.S., H.J.D., R.d.H., R.A., M.R., P.K., B. Stecklum and D.C. performed ground-based photometry; Sz.C., R.A., M.B. and A. S. Bonomo worked on light curve modelling and parameter fitting. M.D., H.B., D.G., J.-C.G., E.G. and M.F. constitute the team that performed the stellar typing and related observations. T.G., M. Havel, J.S., H.L., G.W. and S.F.-M. performed the modelling of the planet and the interpretation of its characteristics. All authors discussed the results and commented on the manuscript.

Author Information Reprints and permissions information is available at www.nature.com/reprints. The authors declare no competing financial interests. Correspondence and requests for materials should be addressed to H.J.D. (hdeeg@iac.es).

4.4 Autres systèmes

Dans cette partie je décris très brièvement les résultats que j’ai obtenus (et qui ont été publiés ou qui sont sur le point de l’être) pour de nombreuses planètes et quelques naines brunes CoRoT, et une naine brune Kepler. Pour plus de détails, voir les articles correspondants.

De manière générale, à gauche sont tracées les contraintes sur la masse et le rayon de l’étoile hôte, tandis qu’à droite sont représentées les solutions pour le rayon de la planète en fonction de l’âge. Les points rouges (resp. bleus et jaunes) sont les solutions satisfaisant les contraintes primaires (ρ_* , T_{eff}) à 1σ (resp. 2σ et 3σ), soit une probabilité d’occurrence de 68.3% (resp. 95.4% et 99.3%). Les couleurs ont parfois changés le rouge (resp. bleu et jaune) devenant vert (resp. bleu et violet) ou vert (resp. bleu et jaune). Sauf indications contraires, les contraintes primaires sont toujours (ρ_* , T_{eff}), et on n’a pris en compte que les modèles stellaires dont la métallicité est compatible jusqu’à 2σ avec l’observation.

La modélisation stellaire utilise les modèles standards de CESAM (sauf cas particuliers), *c.-à-d.* pour $\alpha_{\text{MLT}} = \alpha_{\text{MLT},\odot}$. Sur les figures de droite, si j’étais responsable de la modélisation planétaire, j’ai représenté des tracés évolutifs CEPAM correspondant à la masse totale fiduciaire, et pour une température d’équilibre équivalente à un albédo de Bond de 0. Les différents tracés sont soit pour différentes masses de noyau (*c.-à-d.* d’éléments lourds), soit pour plusieurs hypothèses sur le modèle atmosphérique (dissipation d’énergie, augmentation des opacités...). Dans ce dernier cas, cela concerne les planètes enflées orbitant proches de leur étoile, et sont donc supposées sans noyau. Les résultats sont donnés à 1σ . Tous ces résultats sont issus d’analyses SET effectuées pendant ma thèse.

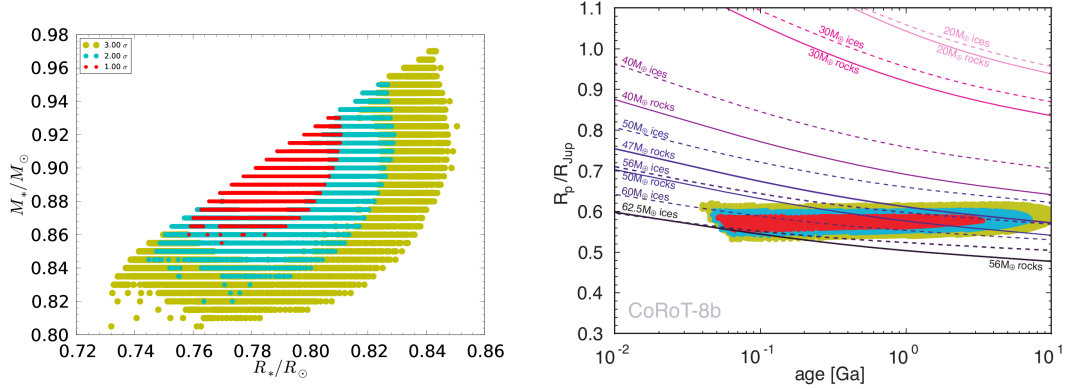


FIGURE 4.1 – CoRoT-8. CoRoT-8b est une planète de masse similaire à celle de Saturne ($\sim 70 M_{\oplus}$), mais avec une densité proche de celle de Neptune (1.6 g cm^{-3}). L’âge du système n’est pas contraint du tout, et l’absence de noyau semble totalement exclue des solutions : la planète possède entre 47 et $63 M_{\oplus}$ d’éléments lourds, compatible avec le fait que l’étoile soit riche en éléments lourds ($[Fe/H] = 0.3$). [Bordé et al. \(2010\)](#)

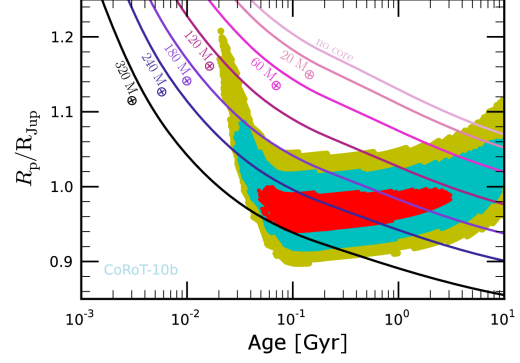


FIGURE 4.2 – CoRoT-10. CoRoT-10b est une planète massive ($2.75 M_{\text{Jup}}$) de densité élevée (2.8 fois celle de Jupiter soit 3.7 g cm^{-3}), sur une orbite très excentrique (0.53) de période 16 jours. La planète contiendrait entre 120 et $240 M_{\oplus}$, soit entre 14 et 28% de la masse totale. Comme pour CoRoT-8, l'étoile est riche en métaux ($[Fe/H] = 0.26$) et tend donc à confirmer la corrélation entre la quantité d'éléments lourds dans la planète et la métallicité stellaire. [Bonomo et al. \(2010\)](#)

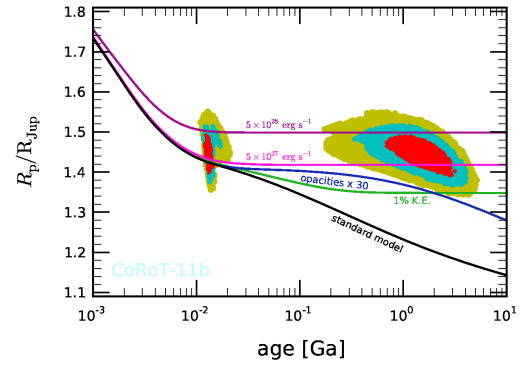


FIGURE 4.3 – CoRoT-11. CoRoT-11b est la première Jupiter-chaud que j'ai étudié. Massive ($2.33 M_{\text{Jup}}$), la planète a un rayon de $1.43 R_{\text{Jup}}$, soit une densité équivalente à celle de Jupiter. Deux classes de solutions sont obtenues pour l'étoile (de type F6) : celles en phase PMS et celles standards sur la MS. Le premier cas est exclu du fait de l'épuisement du Li atmosphérique. La planète nécessite donc une quantité d'énergie (dissipée en profondeur) supérieure à ce que les modèles standards préconisent ($>$ à 1% du flux incident). [Gandolfi et al. \(2010\)](#)

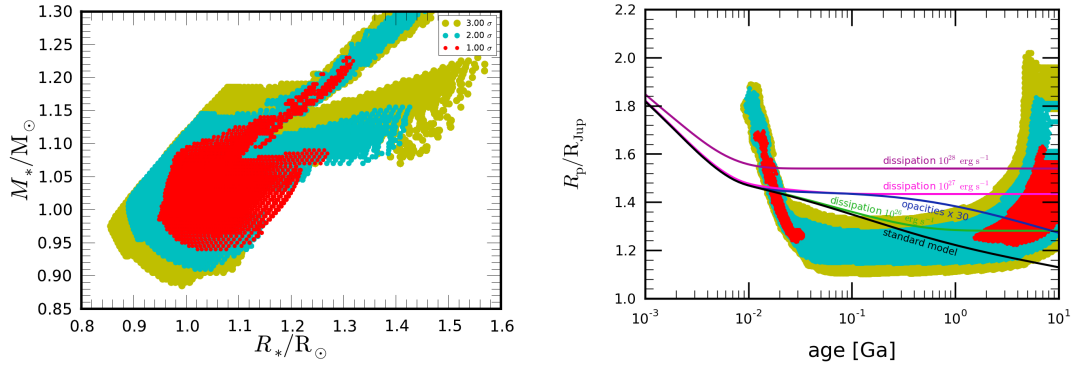


FIGURE 4.4 – CoRoT-12. CoRoT-12b est aussi une planète irradiée, d'environ $0.93 M_{\text{Jup}}$, et de rayon $1.44 R_{\text{Jup}}$, soit une densité équivalente au tiers de celle de Jupiter. L'étoile est analogue au Soleil, avec une métallicité légèrement plus élevée ($[Fe/H] = 0.16$). La modélisation planétaire nécessite de dissiper de l'énergie au centre de la planète, ou bien d'augmenter les opacités. Quoi qu'il en soit, le rayon observé peut être expliqué par les modèles standards, même si une quantité d'énergie dissipée plus grande semble un peu favorisée. [Gillon et al. \(2010\)](#)

Ø

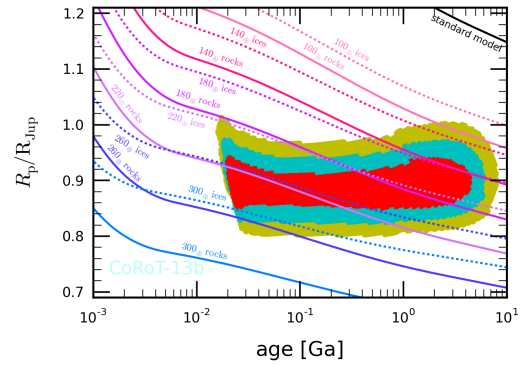


FIGURE 4.5 – CoRoT-13. CoRoT-13b est probablement la planète avec le plus d'éléments lourds à l'intérieur : entre 140 et $300 M_{\oplus}$, pour une masse totale de $1.3 M_{\text{Jup}}$ et un rayon de $0.9 R_{\text{Jup}}$, soit une densité très élevée pour cette gamme de masse (environ 1.8 fois celle de Jupiter). L'étoile est une G0V de métallicité solaire, mais avec une abondance de Li très élevée. Ceci est surprenant car cela va à l'encontre de la corrélation $[Fe/H]_{\star} - M_Z$. Les modèles de formation ne prédisent pas l'existence de tels objets aussi denses (entre 45 et 90% de la masse sont des métaux!), ce qui suggérerait que la planète a subi des collisions avec d'autres géantes. [Cabrera et al. \(2010\)](#)

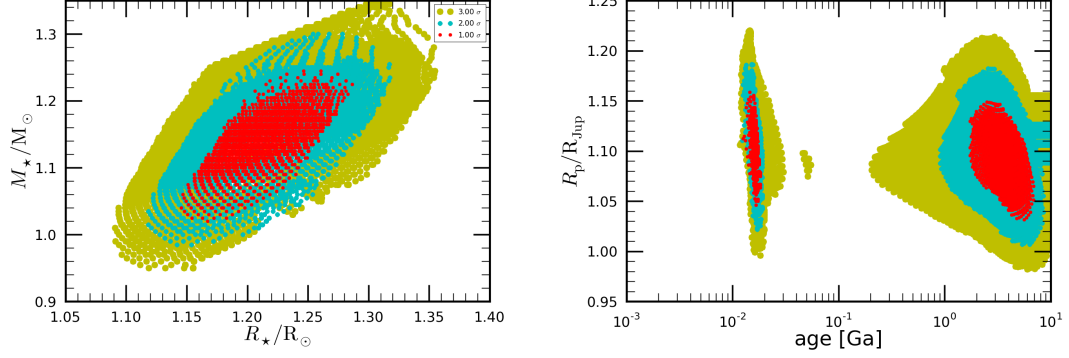


FIGURE 4.6 – CoRoT-14. CoRoT-14b surprend par le fait que c’est une planète massive ($7.6 M_{Jup}$) orbitant autour d’une étoile F9V en moins de 1.5 jours. Par conséquent le température d’équilibre est proche de 2000 K. La modélisation de la planète n’a pas été effectuée dans le papier de découverte (Tingley *et al.* 2011). De tels objets sont utiles car ils permettent de peupler le diagramme masse-rayon entre les Jupiters et les naines brunes, section sur laquelle les réactions de deutérium s’allument vers $\sim 12 M_{Jup}$.

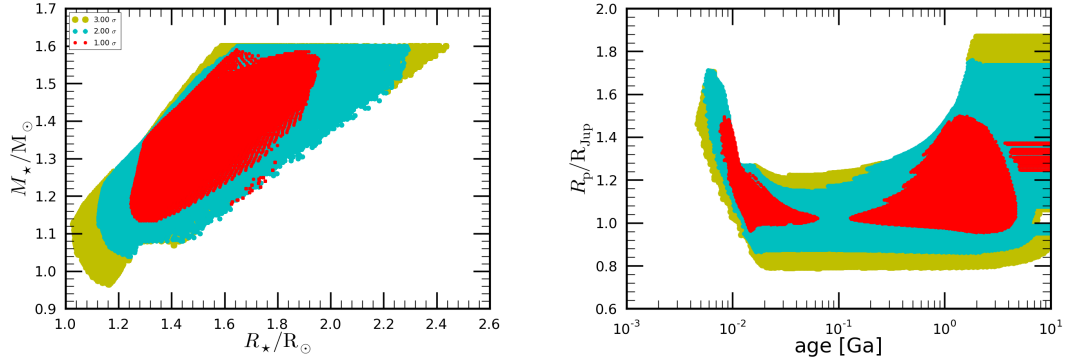


FIGURE 4.7 – CoRoT-15. CoRoT-15b n’est pas une planète mais une naine brune de masse $63.3 M_{Jup}$ et de rayon $1.12 R_{Jup}$ orbitant une étoile F7V. Ces objets sont importants pour la compréhension des diagramme masse-rayon allant des planètes aux étoiles (ici la transition entre naine brune et étoile). J’ai juste vérifié que mes solutions étaient compatibles avec l’étude du papier de Bouchy *et al.* (2011).

∅

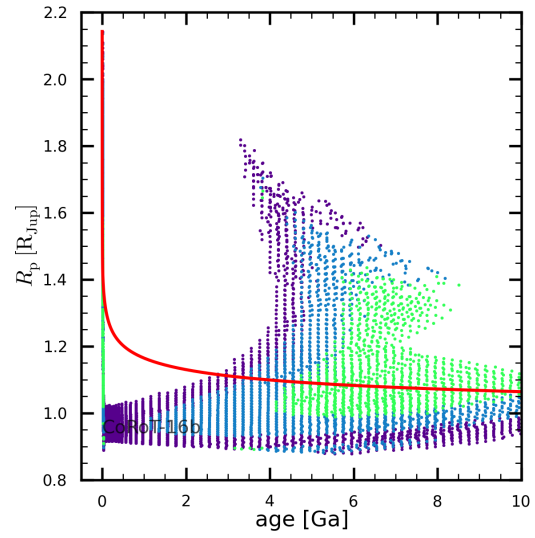


FIGURE 4.8 – CoRoT-16. Le papier de ce système n’a pas encore été publié. CoRoT-16b est un cas intéressant car sur une orbite excentrique (0.33) à courte période (5.4 jours) autour d’une étoile de faible magnitude (G5V, $m_V = 15.63$), et subit donc des effets de marées. Pour expliquer une telle excentricité, il faut probablement faire appel à des interactions avec d’autres planètes. La planète elle-même a une masse de $0.54 M_{\text{Jup}}$ et un rayon de $1.2 R_{\text{Jup}}$, et donc une faible densité. Cependant sa taille n’est pas du tout bien contrainte par les observations ($\pm 0.15 R_{\text{Jup}}$), et donc il n’est pas possible de voir si la planète nécessite ou non une quantité inhabituelle d’énergie. [Ollivier *et al.* \(2011\)](#)

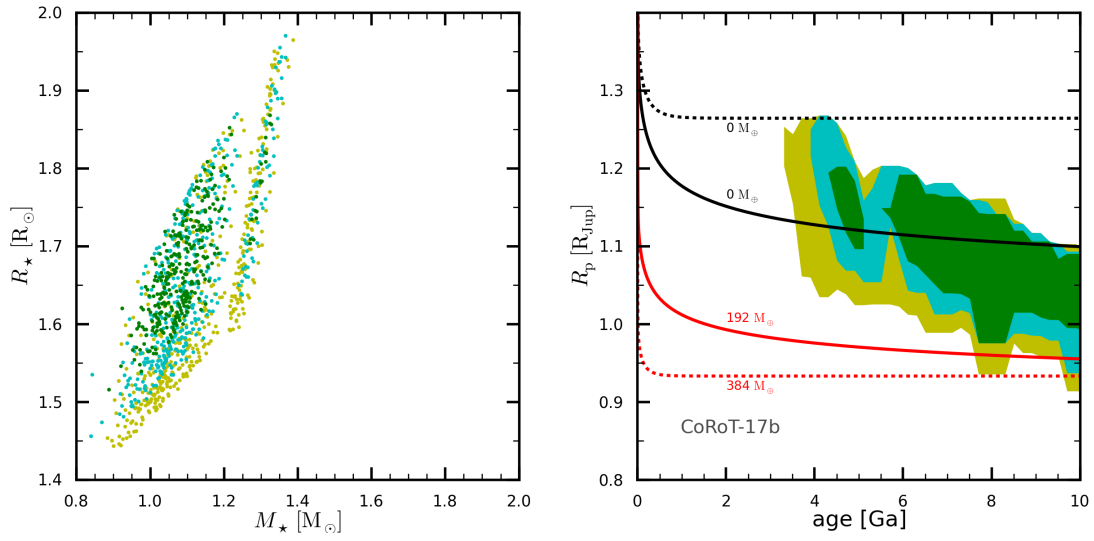


FIGURE 4.9 – CoRoT-17. CoRoT-17b est probablement une des planètes en transit les plus âgées. C’est une Jupiter-chaud de masse $2.4 M_{\text{Jup}}$ et de rayon $1 R_{\text{Jup}}$, soit une densité moyenne $1.8 \rho_{\text{Jup}}$. Le système étant probablement âgé (entre 6 et 13 Ga), j’ai utilisé les modèles de Padoue (a et b) pour faire l’analyse SET (CESAM ne donnant que des solutions PMS, exclues par ailleurs). La taille planétaire n’étant pas bien contrainte, on ne peut calculer la composition exacte de la planète, qui peut contenir entre 0 et $300 M_{\oplus}$, voire nécessiter un peu d’énergie dissipée. Les lignes en pointillés sont les modèles avec 1% du flux incident dissipé dans l’intérieur de la planète, tandis que les lignes pleines ne supposent pas de dissipation. [Csizmadia \(2011\)](#)

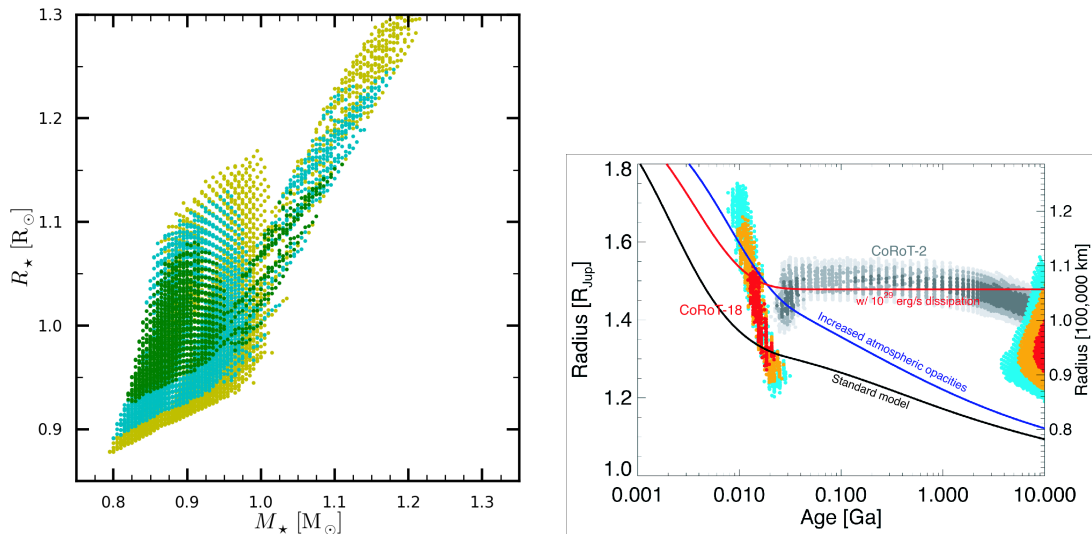


FIGURE 4.10 – CoRoT-18. CoRoT-18b est la soeur jumelle de CoRoT-2b... ou presque : elle a une masse de $3.5 M_{Jup}$ et un rayon de $1.36 R_{Jup}$, soit une densité un peu plus élevée que celle de Jupiter. Elle orbite une étoile de type solaire (G9) qui montre une rotation rapide (5 jours). Comme pour d'autres, les solutions PMS se détachent bien des solutions MS (on le voit aussi très bien sur le diagramme de corrélation $M_* - R_*$), avec un vide de solutions autour de 500 Ma, contrairement à CoRoT-2b pour laquelle les solutions à 3σ étaient présentes entre 20 Ma et les solutions MS. Ceci est très intéressant car, comme pour CoRoT-2, la gyrochronologie permet de déduire un âge qui se situe aux alentours de 600 Ma. Avec CoRoT-2a, CoRoT-18a est la seule étoile hôte plus froide que 5600 K avec une rotation rapide ($> 5 \text{ km s}^{-1}$), mais diffère de celle-ci par le fait que la densité moyenne stellaire est plus faible, expliquant ainsi le vide de solutions entre PMS et MS. Les modèles d'évolution stellaire ne sont donc pas en accord avec les indicateurs d'âges que sont la gyrochronologie et l'appauvrissement en Li atmosphérique. Cela pourrait indiquer que la modélisation stellaire des étoiles jeunes n'est pas suffisamment comprise, et remettrait en cause la taille enflée de CoRoT-2b ainsi que d'autres exoplanètes orbitant une étoile jeune. Hébrard (2011)

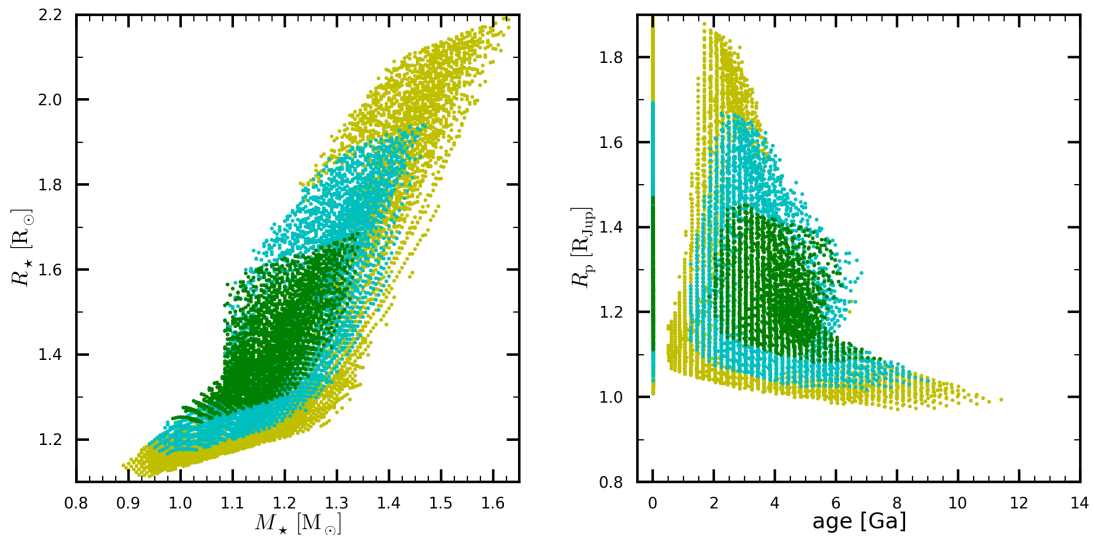


FIGURE 4.11 – KOI-423. Ce système est un objet dans la région où les planètes massives et les naines brunes se chevauchent. Avec une masse de $18 M_{Jup}$ et un rayon de $1.2 R_{Jup}$, la planète apparaît comme trop grande comparé à ce que les modèles standards peuvent prédire. Il est intéressant de noter que la température d'équilibre de la planète est $T_{eq} = 905$ K, trop froid pour pouvoir invoquer les effets de l'irradiation dans l'explication de son rayon. Les solutions PMS ne semblent pas aider. Dans cet article, j'ai vérifié les solutions stellaires, et fourni la base qui a permis la modélisation planétaire (*c.-à-d.* contraintes sur le rayon de la planète en fonction de l'âge). [Bouchy *et al.* \(2011\)](#)

4.5 Une première analyse homogène

4.5.1 Introduction

J’ai eu l’occasion pendant ma thèse de réaliser une petite analyse homogène de 23 planètes en transits (voir [annexe C](#)). Une étude similaire a été réalisée par [Torres *et al.* \(2008\)](#), dans laquelle il explique très bien les motivations et la méthode utilisée. Avec SET, une telle étude n’est pas très compliquée, c’est pourquoi j’ai analysé plusieurs fois les systèmes en fonction des différentes contraintes primaires fournies dans la littérature. Ces modélisations stellaires (aucun modèle planétaire n’a été utilisé) sont basées sur les contraintes (T_{eff} , ρ_* , $\log g_*$, $[Fe/H]$). Les modèles standards de CESAM ont été utilisés (*c.-à-d.* paramètre de convection solaire, et loi d’enrichissement de l’hélium issue de [Casagrande *et al.* \(2007\)](#)). La masse et le rayon de la planète sont calculés sans tenir compte des erreurs orbitales (excentricité, inclinaison...) ni des erreurs photométriques (*c.-à-d.* $\Delta k = 0$). Puisque une telle analyse n’est pas nouvelle, l’objectif de cette étude a été de vérifier et valider SET en comparant les résultats publiés. Une fois cela fait, deux applications concrètes ont été faites : la classification de HAT-P-2 comme naine brune ou planète, et l’étude de la corrélation de l’anomalie de rayon planétaire à la lumière des erreurs systématiques dans la modélisation stellaire. Je vais détailler brièvement ces trois points.

4.5.2 Validations des modèles et application sur un ensemble homogène

La première étape a été de valider SET. Les résultats complets des analyses sont présentées en annexe dans les tables [C.2](#) et [C.3](#), ainsi que dans les figures [C.1](#) à [C.22](#). Je reporte dans les tables les valeurs moyennes des masses et rayons de l’étoile et de la planète, ainsi que l’âge du système, la température effective de l’étoile, sa gravité de surface, et sa métallicité. Les erreurs sont les déviations standards. L’ensemble des solutions sont séparées en deux catégories : celles sur la MS (âge > 500 Ma) et celles plus jeunes (âge < 500 Ma). De manière générale, les résultats sont relativement en bon accord avec la littérature et la compilation des paramètres stellaires et planétaires des sites <http://www.exoplanets.org>¹ et <http://www.exoplanet.eu>. Toutefois, au sein d’un même objet, un certain nombre de valeurs diffèrent par rapport à celles publiées. La contrainte sur la densité moyenne stellaire est souvent la cause de ces incompatibilités. Un bon exemple est le rayon stellaire de HAT-P-2, déterminé dans un cas avec la contrainte de densité $\rho_* \approx 0.31 \rho_\odot$ ([Pál *et al.* 2010](#)), et avec $\rho_* \approx 0.44 \rho_\odot$ dans l’autre ([Torres *et al.* 2008](#)). L’incertitude associée étant de l’ordre de $0.08 \rho_\odot$, cela explique la différence de près de $0.25 R_\odot$ dans la valeur R_* obtenue. D’autres différences sur l’excentricité, l’inclinaison et la semi-amplitude des vitesses radiales K peuvent expliquer les différences sur la masse de la planète, tandis que des variations dans $k = R_p/R_*$ induiront des changements sur le rayon planétaire. Il est intéressant de noter que plusieurs contraintes primaires sont incompatibles d’un article à un autre, ce qui illustre bien la difficulté à traiter les données brutes.

4.5.3 Application au cas HAT-P-2

Juste après avoir fait cette analyse, un papier de [Leconte *et al.* \(2009\)](#) a exploré le régime de masse où les planètes massives se côtoient avec les naines brunes. En particulier, l’article précise que la contrainte sur le rayon planétaire de HAT-P-2 est suffisamment forte pour

1. Plusieurs erreurs ont été trouvées dans cette base de données, et ne sont donc pas prises en compte.

affirmer que cette planète de $8 M_{\text{Jup}}$ en est bien une (*c.-à-d.* contient une quantité d'éléments lourds importante – jusqu'à $340 M_{\oplus}$), et non une naine brune fortement irradiée dont la composition serait bien évidemment différente selon les scénarios de formation. Un tel résultat semble très intéressant pour les modèles de formation planétaire... J'ai donc voulu vérifier avec SET si effectivement les contraintes sur le rayon planétaire étaient suffisantes pour faire la distinction entre les deux classes d'objets. Dans la [figure 4.12](#) je montre les résultats de cette analyse (présentés sous forme identique que pour les planètes CoRoT). Avec un âge compris entre 1 et 4 Ga et un rayon entre 0.9 et $1.13 R_{\text{Jup}}$, il apparaît que la taille de la planète n'est pas aussi précise que ce qui est reportée dans [Leconte *et al.* \(2009\)](#). D'ailleurs, [Pál *et al.* \(2010\)](#) a révisé de manière significative le rayon de la planète sur la base de nouvelles observations photométriques : $R_p = 1.16 \pm 0.08 R_{\text{Jup}}$. Cela a une importance considérable, puisqu'avec cette faible contrainte, on ne peut plus distinguer HAT-P-2 entre une naine brune et une planète. La comparaison est illustrée dans la [figure 4.13](#).

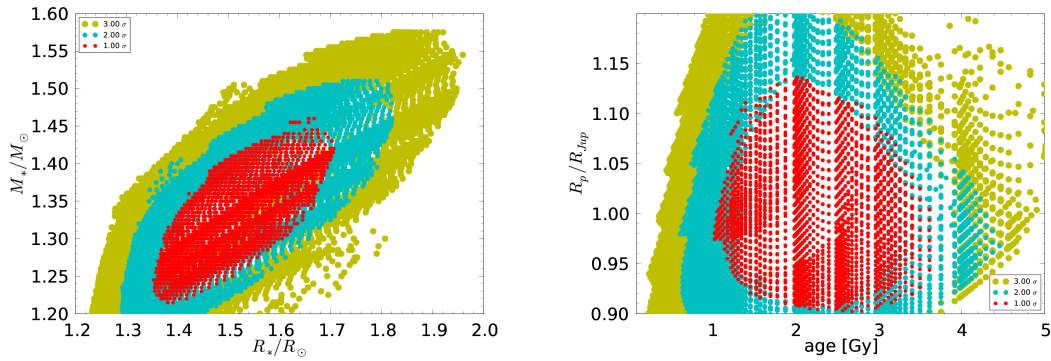


FIGURE 4.12 – HAT-P-2 : solutions pour la masse stellaire, et les rayons de l'étoile et de la planète. Même codage couleur que pour la [figure 4.1](#).

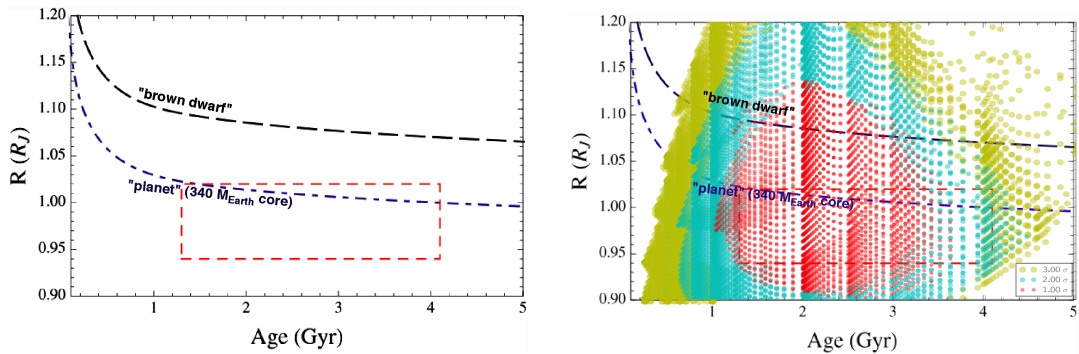


FIGURE 4.13 – A gauche, les contraintes en âge et en rayon (rectangle rouge) utilisées par [Leconte *et al.* \(2009\)](#). Les tracés évolutifs d'une naine brune (*c.-à-d.* \sim sans éléments lourds) irradiée de $8 M_{\text{Jup}}$ (en haut et en pointillés), et d'une planète contenant $340 M_{\oplus}$ d'éléments lourds (en bas). A droite, en surimpression sont représentées les solutions issues d'une analyse SET.

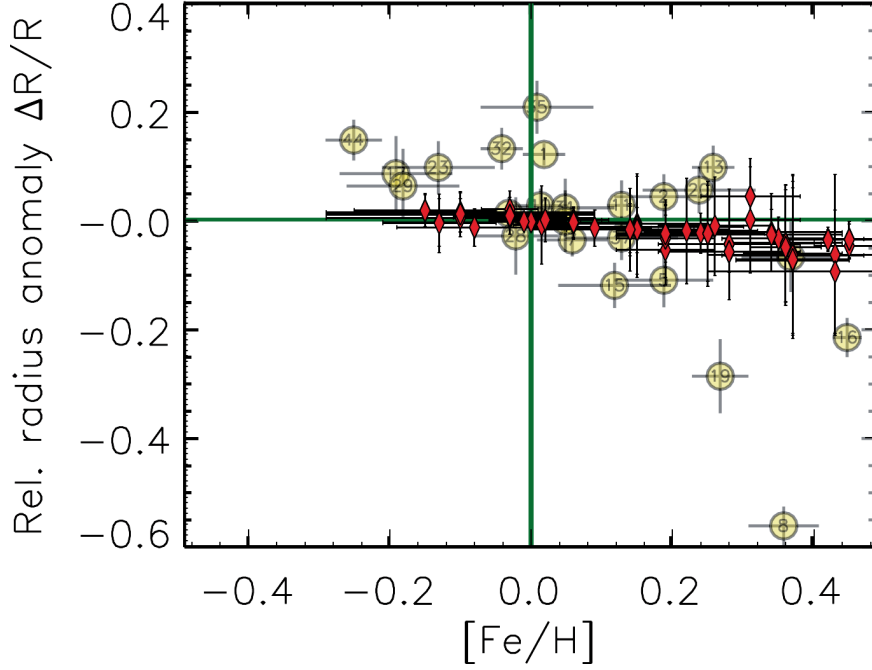


FIGURE 4.14 – Diagramme de corrélation entre l'anomalie de rayon relative et la métallicité stellaire $[Fe/H]$. En jaune et en arrière-plan sont représentées les anomalies de rayon standards ainsi que définies par l'équation 3.11. Les points rouges sont les anomalies de rayon "stellaires", suivant le définition de l'équation 4.1.

4.5.4 Étude de l'influence de $[Fe/H]_{\star}$ sur l'anomalie de rayon planétaire

Après cette petite digression sur la nature de HAT-P-2, j'ai tiré avantage de cette première analyse homogène. Le constat était que SET marchait très bien, et permettait d'obtenir des résultats très similaires à Torres *et al.* (2008) (les petites différences pouvant venir des modèles d'évolution utilisé, et de l'estimation des valeurs probables avec leur erreurs associées). Avec Tristan Guillot, on a donc voulu tester la corrélation entre l'anomalie de rayon et la métallicité stellaire : plus $[Fe/H]$ est grand, plus l'anomalie de rayon est petite (voir figure 3.14 et 3.15, et sous-section 3.2.3). La question alors posée est donc : peut-on expliquer cette corrélation par les erreurs systématiques de la modélisation stellaire ?

Pour répondre à cette question j'ai sélectionné dans mon analyse homogène les déterminations cohérentes (*c.-à-d.* je me suis principalement basé sur les contraintes issues des résultats de Torres *et al.* (2008) quand elles étaient disponibles, et sur un raisonnement similaire quand elle ne l'était pas. Voir les figures C.1 et C.22 pour les références choisies). Ensuite, j'ai refait la même analyse, avec les mêmes contraintes, excepté pour la métallicité, que j'ai fixé à $[Fe/H] = 0$, ce qui me permet de définir une anomalie de rayon "stellaire" pour la planète :

$$\Delta R_p^{(*)} = R_p^{\text{SET}, [Fe/H]} - R_p^{\text{SET}, [Fe/H]=0} \quad (4.1)$$

où $R_p^{\text{SET}, [Fe/H]}$ est le rayon planétaire tel que déterminé par les modèles d'évolution stellaire standards et $k = R_p/R_{\star}$ (avec $\Delta k = 0$) en utilisant SET, et $R_p^{\text{SET}, [Fe/H]=0}$ le même rayon pour des modèles stellaires à métallicité solaire uniquement (*c.-à-d.* $[Fe/H] = 0$). Le premier rayon correspond donc au rayon observé de la planète, utilisé dans la définition de l'anomalie de rayon "planétaire" (voir équation 3.11).

La figure 4.14 montre les résultats obtenus. On remarque clairement que la corrélation de

l'anomalie de rayon relative (*c.-à-d.* par rapport au rayon observé de la planète) "stellaire" est quasiment une magnitude plus faible que sa contrepartie standard. Cela signifie que les erreurs systématiques de modélisation stellaire ne peuvent expliquer la corrélation que l'on observe entre l'anomalie de rayon et la métallicité de l'étoile. Dit autrement, la contribution des erreurs systématiques stellaires sont loin d'être suffisantes pour expliquer la physique manquante dans la modélisation planétaire (*c.-à-d.* quand l'anomalie de rayon est positive).

5

Les systèmes avec plusieurs planètes en transit

5.1 Introduction

Avec les systèmes jeunes, et les planètes non affectées par des dissipations d'énergie (flux stellaire incident, marées...), les systèmes avec plusieurs planètes en transit sont des clefs importantes pour la compréhension de la formation et de l'évolution des exoplanètes. L'avantage évident et principal de tels objets est l'accès direct aux paramètres de plusieurs corps d'un système, permettant ainsi de connaître relativement précisément les caractéristiques physiques (dont la masse et le rayon) de l'étoile et de ses planètes, et donc de pouvoir étudier finement la dynamique du système. Kepler a été le premier projet à découvrir des systèmes dans lequel de multiples planètes sont en transit devant l'étoile centrale. [Borucki et al. \(2011\)](#) rapporte qu'environ 17% des étoiles hôtes ont plusieurs planètes en transit, tandis que 34% des candidats annoncés (parmi 1202) font partie d'un système multiple. En détails cela donne : 115 étoiles avec exactement deux candidats, 45 avec trois, 8 avec quatre, une avec 5, et une avec 6. De tels systèmes sont donc "légions", et il faut essayer d'en extraire le maximum d'informations pour améliorer les modèles.

Kepler-9 fut le premier système annoncé ([Holman et al. 2010](#)) : il contient deux planètes de la taille de Saturne en résonance de moyen mouvement 2 :1 (les périodes sont de 19.2 et 38.9 jours), et une super-Terre sur une orbite de 1.6 jours. L'idée de l'article ci-dessous, est d'essayer de tirer partie du fait que les planètes ont le même âge que l'étoile hôte. Cela implique qu'avec une analyse SET, les contraintes trouvées pour les rayons planétaires en fonction de l'âge sont toutes les deux liées : à un rayon stellaire pour un âge donné, correspond un unique ensemble de rayons pour Kepler-9b et pour Kepler-9c¹. Cela veut dire qu'il est possible d'associer chaque solution pour la composition d'une planète avec une solution de la seconde, et ainsi contraindre de manière plus fine les compositions relatives des deux planètes par rapport à ce qu'une étude séparée aurait permise.

J'ai donc pu utiliser tous les avantages d'un code comme SET pour l'appliquer à Kepler-9 : cohérence des solutions stellaires et planétaires, inclusion des effets systématiques dans les estimations d'erreurs (en incluant dans l'analyse plusieurs modèles stellaires et surtout planétaires avec différents paramètres pour l'atmosphère, la dissipation d'énergie, ...), couplage des solutions stellaires et planétaires... C'est la première fois dans la communauté qu'une étude sur la composition des planètes en transit faisant partie d'un même système multiple est réalisée. On a donc défini une méthodologie que l'on présente dans l'article.

5.2 Kepler-9 (article Havel et al. 2011)

1. Je parle bien d'ensemble de rayons planétaires, car il est nécessaire dans ce cas de prendre en compte l'incertitude sur $k = R_p/R_*$.

The multiple planets transiting Kepler-9

I. Inferring stellar properties and planetary compositions

Mathieu Havel¹, Tristan Guillot¹, Diana Valencia^{1,2}, and Aurélien Crida¹

¹ Université de Nice-Sophia Antipolis, CNRS UMR 6202, Observatoire de la Côte d’Azur, B.P. 4229, 06304 Nice Cedex 4, France

² Earth, Atmospheric and Planetary Sciences, MIT, 77 Massachusetts Ave, Cambridge, MA, 02139, USA

Revised article submitted to A&A and accepted, updated on April 27, 2011

ABSTRACT

The discovery of multiple transiting planetary systems offers new possibilities for characterising exoplanets and understanding their formation. The Kepler-9 system contains two Saturn-mass planets, Kepler-9b and 9c. Using evolution models of gas giants that reproduce the sizes of known transiting planets and accounting for all sources of uncertainties, we show that Kepler-9b (respectively 9c) contains $45^{+17}_{-12} M_{\oplus}$ (resp. $31^{+13}_{-10} M_{\oplus}$) of hydrogen and helium and $35^{+10}_{-15} M_{\oplus}$ (resp. $24^{+10}_{-12} M_{\oplus}$) of heavy elements. More accurate constraints are obtained when comparing planets 9b and 9c: the ratio of the total mass fractions of heavy elements are $Z_b/Z_c = 1.02 \pm 0.14$, indicating that, although the masses of the planets differ, their global composition is very similar, an unexpected result for formation models. Using evolution models for super-Earths, we find that Kepler-9d must contain less than 0.1% of its mass in hydrogen and helium and predict a mostly rocky structure with a total mass between 4 and $16 M_{\oplus}$.

Key words. Star: individual: Kepler-9; (Stars:) planetary systems; Planets and satellites: physical evolution

1. Introduction

Although much progress has been made since the discovery of the first transiting exoplanet, understanding their composition, evolution, and formation has remained elusive. One longstanding problem has been that a significant fraction of close-in exoplanets are inflated compared to what theoretical models predict (Bodenheimer et al. 2001; Guillot & Showman 2002; Baraffe et al. 2003; Guillot et al. 2006; Burrows et al. 2007; Guillot 2008; Miller et al. 2009). As a consequence, the global composition that may be derived from size and mass measurements of a given planet is intrinsically model-dependent. This implies that, thus far, constraints from the compositions and their consequences in terms of planet formation models have only been grasped in a statistical way (e.g. Ida & Lin 2008; Mordasini et al. 2009), not from any analysis of individual planetary systems.

The discovery of the multiple system of transiting planets around Kepler-9 (Holman et al. 2010) opens a new window characterisation of exoplanets and on understanding their formation. The system consists of two Saturn-size planets with 19.2 and 38.9 day orbital periods and a likely super-Earth candidate with a 1.6 day orbit (Torres et al. 2011). The advantage of this system is that the planets and the star share the same age within a few million years, therefore we can constrain the composition of one giant planet much more accurately relative to the other. These two planets are also in a 2:1 mean motion resonance which means that their dynamical history is strongly constrained. Altogether, this implies that a detailed scenario of the formation and the dynamical and physical evolution of the complete system may be obtained. In this first article, we focus on the compositional constraints obtained for the three planets in the system.

Given that the largest uncertainties in the parameters of transiting planets arise from the uncertainties in the star (eg. Sozzetti

et al. 2007; Torres et al. 2008), we first derive the stellar properties (section 2). We subsequently infer the compositions of the two confirmed giant planets (section 3) and model the possible composition for the small planet candidate, Kepler-9d in section 4. We finish by discussing the implications of our results.

2. Kepler-9a, a solar-like star

According to Holman et al. (2010), Kepler-9a, the host star of the system is a solar-like star, with an estimated mass of $1.0 \pm 0.1 M_{\odot}$ and radius of $1.1 \pm 0.09 R_{\odot}$. Spectroscopic measurements give a T_{eff} of 5777 ± 61 K and a super-solar metallicity [Fe/H] of 0.12 ± 0.04 dex. The star is slightly more active than our Sun, with a rotation period of 16.7 days, implying an age of 2 to 4 Ga from gyrochronology (Barnes 2007; Holman et al. 2010).

We chose to re-examine the constraints on the stellar parameters with the approach described in Guillot & Havel (2011). We used the measured effective temperature and surface gravity as constraints for the evolution models. Alone, these constraints are relatively weak compared to what is achieved for other stars with transiting systems, because the stellar density obtained from photometric measurement is not provided directly by Holman et al. (2010), probably because the analysis is complex. However, it may be obtained from the estimate of the planetary semi-major axis, orbital period, and the inferred stellar radius (eg. see Beatty et al. 2007). Our adopted final value for the density of Kepler-9a, $\rho_{\star} = 0.79 \pm 0.19 \rho_{\odot}$ was obtained from the constraints provided by the two giant planets, with the error estimated as the quadratic mean of the two values.

Using a grid of stellar evolution models calculated with CESAM (Morel & Lebreton 2008), we determined all combinations of stellar mass, age, and metallicity that match the constraints. We first calculated solutions using only the constraints obtained from effective temperature and gravity. Assuming

Send offprint requests to: mathieu.havel@oca.eu

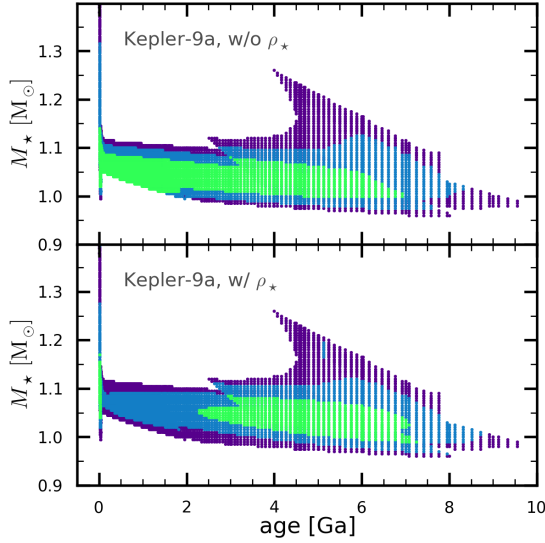


Fig. 1. Constraints derived from stellar evolution models on the mass of Kepler-9a as a function of its age. The dots correspond to solutions that fit the input constraints at the 68.3%, 95.4% (blue), and 99.7% (purple) levels. The upper panel uses T_{eff} and $\log g$ as inputs constraints. The lower panel in addition uses the constraint on the stellar mean density.

Gaussian errors for both quantities, we derived three ellipses corresponding to probabilities of occurrence of 68.3% (1σ), 95.4% (2σ), and 99.7% (3σ), respectively. The ensemble of solutions that fall within these values is represented with colour-coded dots in Figure 1 (top panel). After restricting ourselves to the “ 2σ ” solutions, we see that the stellar mass is constrained to lie within 1.0 and 1.1 M_{\odot} , but that the age constraint is extremely weak (only ages > 8 Ga are excluded). Adding the stellar density constraints (Figure 1 bottom panel) yields a tighter constraint on the stellar age, but very similar results in mass. The corresponding stellar parameters of this case are summarised as a function of age in Table 1. With the 2-4 Ga age range obtained from gyrochronology, we obtain a stellar mass $M_{\star} = 1.05 \pm 0.03 M_{\odot}$ and radius $R_{\star} = 1.05 \pm 0.06 R_{\odot}$, in good agreement with Holman et al. (2010).

3. Modelling the giant planets Kepler-9b and Kepler-9c

3.1. Methodology

The characteristics of the two giant planets derived by Holman et al. (2010) are $M_p = 80.1 \pm 4.1 M_{\oplus}$, $R_p = 9.44 \pm 0.77 R_{\oplus}$ for Kepler-9b, and $M_p = 54.7 \pm 4.1 M_{\oplus}$, $R_p = 9.22 \pm 0.75 R_{\oplus}$ for Kepler-9c. We derived zero-albedo equilibrium temperatures (see Saumon et al. 1996) of $T_{\text{eq}} = 780$ K and $T_{\text{eq}} = 620$ K for the two planets, respectively¹.

Since the semi-amplitude of the radial velocity measurements is not provided by Holman et al. (2010), and the eccentricity of the planet’s orbits is not well constrained, we choose to not derive the planetary mass again and use the above-mentioned

¹ These estimates assume circular orbit, but for $e = 0.2$ time-averaged values only decrease by $\sim 0.3\%$

age [Ga]	M_{\star} [M_{\odot}]	R_{\star} [R_{\odot}]	ρ_{\star} [ρ_{\odot}]
0.5	1σ - 2σ [1.05 – 1.09]	1σ - 2σ [0.94 – 0.99]	1σ - 2σ [1.13 – 1.26]
1.0	1σ - 2σ [1.04 – 1.09]	1σ - 2σ [0.94 – 1.00]	1σ - 2σ [1.08 – 1.24]
1.5	1σ - 2σ [1.02 – 1.09]	1σ - 2σ [0.94 – 1.02]	1σ - 2σ [1.02 – 1.24]
2.0	1σ - 2σ [1.03 – 1.09]	1σ - 2σ [0.95 – 1.04]	1σ - 2σ [0.97 – 1.20]
2.5	1σ [1.04 – 1.06] 2σ [1.02 – 1.09]	1σ [0.98 – 1.01] 2σ [0.95 – 1.06]	1σ [1.02 – 1.09] 2σ [0.91 – 1.18]
4.0	1σ [1.02 – 1.08] 2σ [1.00 – 1.11]	1σ [0.99 – 1.11] 2σ [0.96 – 1.16]	1σ [0.79 – 1.04] 2σ [0.70 – 1.12]
5.0	1σ [1.01 – 1.07] 2σ [0.99 – 1.20]	1σ [1.01 – 1.14] 2σ [0.97 – 1.53]	1σ [0.72 – 0.98] 2σ [0.33 – 1.07]
6.0	1σ [1.00 – 1.07] 2σ [0.98 – 1.12]	1σ [1.02 – 1.18] 2σ [0.99 – 1.33]	1σ [0.65 – 0.93] 2σ [0.48 – 1.00]
7.0	1σ [0.99 – 1.04] 2σ [0.97 – 1.09]	1σ [1.05 – 1.16] 2σ [1.00 – 1.32]	1σ [0.67 – 0.86] 2σ [0.47 – 0.96]
8.0	1σ - 2σ [0.97 – 1.03]	1σ - 2σ [1.03 – 1.20]	1σ - 2σ [0.59 – 0.89]
8.5	1σ - 2σ [1.00 – 1.02]	1σ - 2σ [1.12 – 1.19]	1σ - 2σ [0.61 – 0.70]

Table 1. Derived stellar parameters at 68.3% and 95.4% level of confidence (green and blue regions respectively, in Figure 1).

values. We note that a 10-15% change in the total mass (equivalent to $\sim 2\sigma$ of the quoted error) of the planet induces an uncertainty on the modelled radius of 3-4%, a relatively significant value. Further analysis of photometric and radial-velocity measurements should therefore allow the derivation of tighter constraints on the planetary mass and therefore planetary composition than possible with the data at our disposal.

On the other hand, we do use the known radii ratios provided by transit light curves ($k_b = R_{p,b}/R_{\star} = 0.07885 \pm 0.00081$ and $k_c = R_{p,c}/R_{\star} = 0.07708 \pm 0.00080$, respectively for Kepler-9b and Kepler-9c) and our results for the stellar radius (with the constraint on the stellar density) to compute the radius of each planet as a function of the age, propagating all sources of uncertainties. In the 2-4 Ga age range, we find that the two planets have radii $R_{p,b} = 56800^{+3900}_{-2500}$ km and $R_{p,c} = 55800^{+3600}_{-2900}$ km, respectively (see Figure 2).

In principle, the knowledge of both mass and size should allow a direct determination of the planetary compositions. However, several additional uncertainties have to be taken into account. A first uncertainty in the modelling concerns the atmospheric boundary condition to be used. In particular, the temperature of the deep atmosphere that is used as a boundary condition for the interior models depends on the greenhouse factor γ^{-1} , i.e. the ratio between infrared and visible mean opacities that will depend on unknown factors such as precise composition, cloud coverage and atmospheric dynamics (Hansen 2008; Guillot 2010). On the basis of detailed radiative trans-

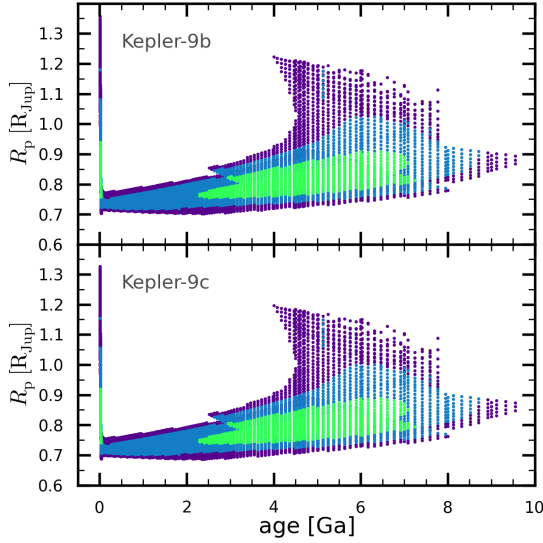


Fig. 2. Constraints derived from stellar evolution models on the radius of Kepler-9b (upper panel) and Kepler-9c (lower panel) as a function of its age. We use $1 R_{\text{jup}} = 71,492 \text{ km}$. See Figure 1 for colour coding. These results use solutions presented in lower panel of Figure 1, *ie.* with the constraint on the stellar density.

fer calculations (Fortney et al. 2008; Spiegel et al. 2009), we adopt two extreme possibilities that are scaled as a function of T_{eq} , the zero-albedo equilibrium temperature of the planet: either a low value $\gamma^{-1} = 1.7(T_{\text{eq}}/2000 \text{ K})^{-1/2}$ or a much higher one $\gamma^{-1} = 2.5(T_{\text{eq}}/2000 \text{ K})^{-2}$. Another significant source of uncertainty is related to the inflation of close-in exoplanets over what standard models predict, for which several explanations have been put forward (*e.g.* Bodenheimer et al. 2001; Guillot & Showman 2002; Guillot et al. 2006; Chabrier & Baraffe 2007; Burrows et al. 2007; Guillot 2008; Laine et al. 2008; Miller et al. 2009; Ibgui et al. 2010; Batygin & Stevenson 2010; Perna et al. 2010). On the basis of both attempts to fit the ensemble of known transiting planets (Guillot et al. 2006; Guillot 2008) and models for the generation and dissipation of atmospheric kinetic energy generated by the stellar heating (Guillot & Showman 2002; Showman & Guillot 2002; Batygin & Stevenson 2010; Perna et al. 2010), we assume that heat is dissipated in the planet proportionally to its irradiation level. We choose two models: either no heat is dissipated or a fraction (0.25%) of the incoming stellar heat is dissipated at the centre of the planet, as required to reproduce the sizes of known transiting exoplanets (Guillot et al. 2006; Guillot 2008). When doing so, we assume equilibrium temperatures are fixed, and thus do not propagate the uncertainties on the stellar parameters to the irradiation levels of the planets, but this is clearly a weaker effect compared to uncertainties *e.g.* on the atmospheric models. Then, using the same approach as in Guillot & Havel (2011), we calculate grids of evolution models for Kepler-9b and 9c using CEPAM (Guillot & Morel 1995) for hydrogen-helium planets with various core masses for all relevant total masses, atmospheric boundary conditions and assumptions regarding heat dissipation. Although the core hypothesis is used for simplicity, we cannot distinguish between heavy elements embedded in a central core or mixed throughout

the envelope. The difference is expected to be smaller than other sources of uncertainty considered here (Baraffe et al. 2008).

The ensemble of possible compositions is obtained from a comparison between model results and constraints on inferred planetary sizes and ages (Guillot & Havel 2011): with a given set of assumptions for the M_b , M_c , atmospheric model and dissipation value, we obtain values of $M_{Z,b}$ and $M_{Z,c}$ matching the age and R_b , R_c values (when a solution exists). Overall, we associate values of $M_{Z,b}$, $M_{Z,c}$, Z_b , Z_c , $M_{Z,b}/M_{Z,c}$, Z_b/Z_c to each solution of the stellar evolution (given observational constraints), for the given choices of k_b , k_c , M_b , M_c , atmospheric model, or dissipation value.

To assess the quality of the solutions, we first identify which stellar models match the stellar constraints within 1, 2, and 3 σ by assuming independent Gaussian errors for the stellar density and effective temperature. We calculate planetary solutions for the different extreme atmospheric boundary conditions and dissipation rates using fiducial values for the planetary masses and photometric k values. We then account for the uncertainty on the planetary masses and photometric k values by adding models in which these quantities have been modified by 1, 2, and 3 σ from their mean value, respectively. Therefore, to estimate the uncertainties, we consider that 1 σ solutions are obtained from the ensemble of points including 1 σ stellar evolution solutions with mean values of (k_b , k_c , M_b , M_c) and 1 σ stellar evolution solutions, which in turn (k_b , k_c , M_b , M_c) has been changed by $\pm 1\sigma$. Solutions at 2 σ (resp. 3 σ) are obtained from the ensemble of points including 2 σ (resp. 3 σ) stellar evolution solutions with mean values of (k_b , k_c , M_b , M_c) and 1 σ stellar evolution solutions in which (k_b , k_c , M_b , M_c) have been changed by $\pm 2\sigma$ (resp. $\pm 3\sigma$). We always consider the two possibilities for the atmospheric models and for the dissipation value.

To assess the magnitude of the different contributions to the global uncertainty in the solutions, we compared the range of solutions $\Delta Y_X^{n\sigma}(\tau)$ obtained for each given age τ when only one given parameter X (stellar parameters, k_b , k_c , M_b , M_c , atmospheric model, dissipation value) is changed by $\pm n\sigma$ to the total $n\sigma$ uncertainty $\Delta Y^{n\sigma}(\tau)$. We note

$$f_X^{n\sigma}(Y, \tau) = \Delta Y_X^{n\sigma}(\tau) / \Delta Y^{n\sigma}(\tau),$$

where Y is any of $M_{Z,b}$, $M_{Z,c}$, Z_b , Z_c , $M_{Z,b}/M_{Z,c}$, Z_b/Z_c .

3.2. Results

The overall results are presented for representative age values and for each of $M_{Z,b}$, $M_{Z,c}$, Z_b , Z_c , $M_{Z,b}/M_{Z,c}$, Z_b/Z_c , in Tables 2 to 7 (online material). The fraction (in percent) of the uncertainty on the stellar parameters is denoted f_* . The uncertainties on both k_b and k_c have been combined into a value f_k and similarly for those on M_b and M_c , denoted $f_{M_{\text{tot}}}$. The two atmospheric models and two dissipation models are treated like the other errors (f_{atm} and f_{diss} , respectively), but of course their contribution $\Delta Y_X^{n\sigma}(\tau)$ is always the same regardless of $n\sigma$. The values of f_{atm} and f_{diss} in Tables 2-7 thus become progressively lower from 1 σ , to 2 σ , and to 3 σ solutions.

Tables 2 to 7 show that, in the 2-4 Ga age range, the solutions are generally well behaved. When adding the f values linearly, we obtain on average 77% of the total error. When summing them quadratically, this mean value is 44%. This indicates that our method probably overestimates the errors, but we believe that the treatment is adequate given the intrinsic difficulty in combining observational uncertainties to model uncertainties.

One can note that, for ages beyond 4 Ga, the solutions for the planet parameters become less constrained. This is due both to

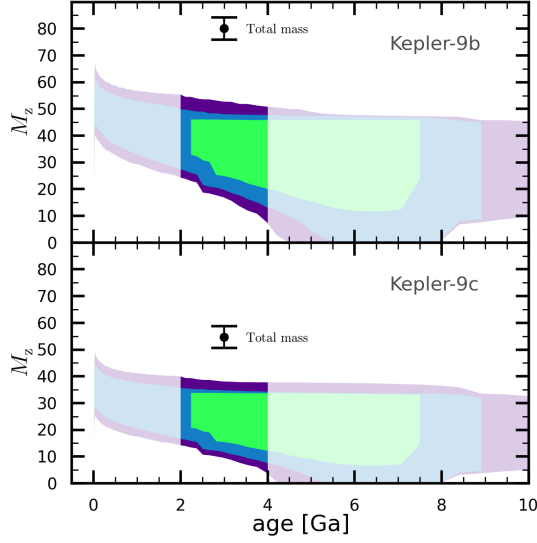


Fig. 3. Constraints derived from stellar and planetary evolution models on the mass of heavy elements present in planets Kepler-9b (top) and Kepler-9c (bottom) as a function of their age. The areas correspond to the ensemble of models that fit the constraints within 1σ (green), 2σ (blue), and 3σ (purple). The 2–4 Ga age range is highlighted because it is strongly favoured by gyrochronology. The error bar on each panel represents the total mass of the corresponding planet and its 1σ uncertainty.

the increased number of solutions for the stellar parameters and to the existence of solutions matching the planetary constraints with very low M_Z values, particularly when considering the ratios $M_{Z,b}/M_{Z,c}$ and Z_b/Z_c .

Figure 3 shows the resulting heavy elements content in Kepler-9b and 9c as a function of age. The two planets are found to be made of hydrogen and helium and heavy elements in relatively similar proportions. The total masses of heavy elements needed to reproduce the observed planetary sizes depend on the assumed age: higher masses are required in younger systems, while pure hydrogen-helium solutions are possible for older ages and no heat dissipation assumed. Given the 2–4 Ga age constraint, however, the ensemble of possibilities is limited to values of $M_{Z,b} = 35^{+10}_{-15} M_\oplus$ and $M_{Z,c} = 24^{+10}_{-12} M_\oplus$ when considering 1σ solutions. The constraints must be taken with care because the ensemble of solutions has a non-Gaussian behaviour. The values provided here overestimate slightly the ensemble of solutions at 3σ (see Online Material for complete solutions).

When considering the planets independently, the ratio of heavy elements to total mass of the planets are loosely bounded ($Z_b/Z_c = 0.67$ to 1.81 for 1σ solutions). However, much tighter constraints are obtained when comparing the two planets because the solutions are less sensitive to errors on the stellar radius and mass. Given the similarity in mass, irradiation level, and composition of the two planets, we also assume that the same class of model holds and that the two planets are affected in the same way by heat dissipation mechanisms. As shown in Figure 4, we thus find that Kepler-9b contains 1.50 ± 0.24 times more heavy elements in mass than Kepler-9c. Strikingly, the two planets appear to have the same global composition as indicated

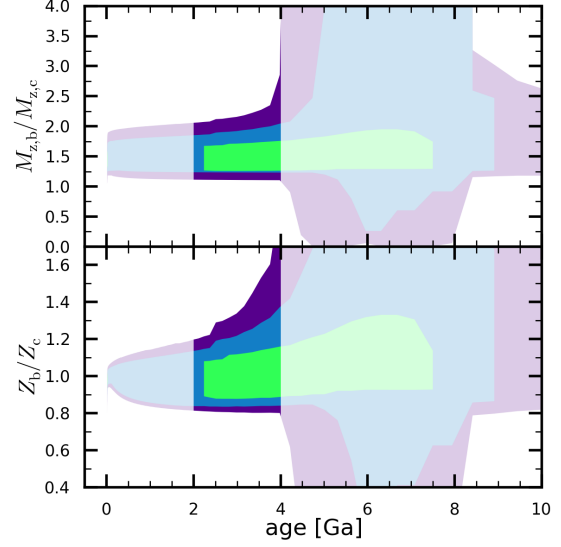


Fig. 4. Constraints on the ratios of the masses of heavy elements $M_{Z,b}/M_{Z,c}$ (top) and of the total mass fractions of heavy elements Z_b/Z_c (bottom) in Kepler-9b versus Kepler-9c. The colours have the same meaning as in Figure 3.

by a similar ratio of mass of heavy elements to total planetary mass $Z_b/Z_c = 1.02 \pm 0.14$.

To assess the importance of the different measurements/modelling hypotheses, we compare results obtained by assuming only one source of uncertainty at a time to the global results. We find that the present uncertainties on M_Z and Z for both planets mostly stem from uncertainties on the stellar parameters ($\sim 50\%$ of the total error) and assumed dissipation rates ($\sim 30\%$). When considering the ratios of these quantities, i.e. $M_{Z,b}/M_{Z,c}$ and Z_b/Z_c , the contribution by the stellar parameters' uncertainties is strongly suppressed (to less than $\sim 10\%$). In the case of $M_{Z,b}/M_{Z,c}$, the dominant uncertainties are then those on the planetary masses ($\sim 60\%$), on the k values ($\sim 30\%$), and on dissipation ($\sim 30\%$). In the case of Z_b/Z_c , the dominant uncertainties are due to the k values ($\sim 40\%$), dissipation ($\sim 30\%$), with less of an effect on the planetary masses ($\sim 10\%$). Further measurements from Kepler and from ground-based radial velocimetry will be extremely valuable in reducing the uncertainties on the stellar density, planetary masses, and k values.

4. Modelling the possible super-Earth Kepler-9d (KOI-377)

Kepler-9d cannot be compared with the same method as its sister planets b and c, both because of its different nature and because of its undetermined mass. For this planet, we combined internal structure models developed for solid planets to models of gaseous models (Valencia et al. 2010). We considered two types of planets: rocky planets with different amounts of iron and volatile planets. For the latter we assumed the planets to be differentiated into a solid nucleus of terrestrial composition (a silicate mantle above an iron core), overlaid by a gaseous envelope composed of either hydrogen and helium, or water. Because the equilibrium temperature we estimate for Kepler-9d

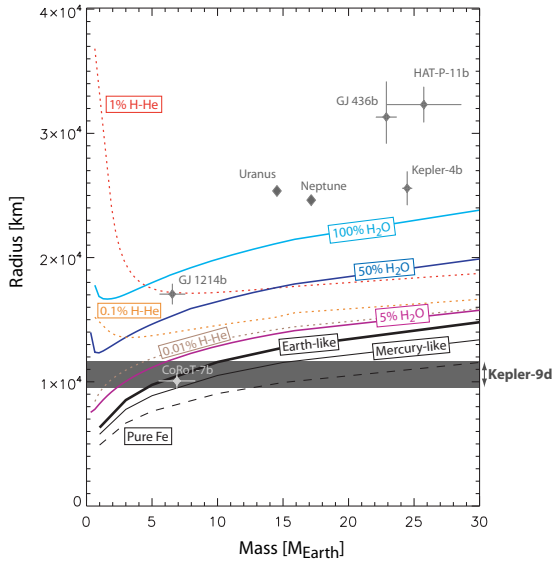


Fig. 5. Mass-radius relations for different compositions of Kepler-9d. For the rocky scenarios: a pure iron planet – dashed black), a mercury-like planet – 35% silicate mantle above a 65% iron core (thin black), an earth-like planet – 63% silicate mantle above a 33% iron core (thick black). For the gaseous compositions: an earth-like nucleus covered by an H-He envelope of 0.01% (dotted brown), 0.1% (dotted orange), and 1% (dotted red) by mass; or covered by a water envelope of 5% (solid purple) and 50% (solid dark blue) by mass, or a pure 100% water-vapor planet (solid light blue). The radius range for Kepler-9d (grey band) suggests the planet has no considerable H-He. A physically plausible upper limit for the mass is $16M_{\oplus}$. Transiting exoplanets in a similar mass-radius range, as well as Uranus and Neptune, are shown for reference.

($T_{\text{eq}} \sim 1800 - 2200$ K) is well above the critical temperature of water, the water in the envelope is in a fluid form.

Figure 5 shows the results. Given the size of Kepler-9d, the amount of hydrogen and helium present would be less than 0.1% by mass. Owing to the proximity to the star, this atmosphere would be very vulnerable to escape, thus yielding a scenario for only hydrogen and helium that is practically unfeasible, as obtained for CoRoT-7b (Valencia et al. 2010). On the other hand, this can be a water-vapour planet with volatiles making up less than 50% by mass.

Alternatively, the composition may be rocky, for which the mass range corresponding to the radius will depend on the amount of iron. The values are $4 - 7M_{\oplus}$ for a planet with little or no iron (i.e. a super-Moon), $5 - 11M_{\oplus}$ for a terrestrial composition (iron core is 33% by mass), $7 - 16M_{\oplus}$ for a super-Mercury composition (iron core is 65% by mass), and up to $30M_{\oplus}$ if made of pure iron. While it is quite unlikely for a planet to be composed only of iron, the precise amount is unknown. If Mercury’s high iron content is used as a proxy, a reasonable upper limit to the mass of Kepler-9d is $16M_{\oplus}$.

5. Conclusion

In this paper, we combined stellar and planetary evolution models to constrain the star and planets in the Kepler-9 system in a

homogeneous way. We showed that the two Saturn-like gas giants contain a relatively significant fraction of heavy elements in their interior ($M_{Z,b} = 35^{+10}_{-15} M_{\oplus}$ and $M_{Z,c} = 24^{+10}_{-12} M_{\oplus}$) and that the close-in super-Earth most probably contains no hydrogen and helium, because the low allowed mass fraction ($< 0.01\%$) would have been rapidly blown away.

Comparing the two planets Kepler-9b and 9c led us to derive tight constraints on the ratios of heavy elements in these planets, i.e. $Z_b/Z_c = 1.02 \pm 0.14$. This is surprising because accretion models predict a faster accretion of hydrogen and helium and thus a lower Z value for the first formed, most massive planet (e.g. Hori & Ikoma 2010). These two planets are also highly interesting because they are in a 2:1 mean motion resonance, as are several other known exoplanetary planets. Their orbital properties generally imply an early migration in the presence of an inner-gas disc to damp any eccentricities (Crida et al. 2008).

Detailed studies of the formation and migration of the entire Kepler-9 planetary system thus should shed light on the mechanisms responsible for planetary formation.

Acknowledgements. We acknowledge the support of the *Programme National de Planétologie* and of *CNRS*. Computations have been done on the Mesocentre SIGAMM machine, hosted by the *Observatoire de la Côte d’Azur*.

References

- Baraffe, I., Chabrier, G., & Barman, T. 2008, *A&A*, 482, 315
- Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F., & Hauschildt, P. H. 2003, *A&A*, 402, 701
- Barnes, S. A. 2007, *ApJ*, 669, 1167
- Batygin, K. & Stevenson, D. J. 2010, *ApJ*, 714, L238
- Beatty, T. G., Fernandez, J. M., Latham, D. W., et al. 2007, *ApJ*, 663, 573
- Bodenheimer, P., Lin, D. N. C., & Mardling, R. A. 2001, *ApJ*, 548, 466
- Burrows, a., Hubeny, I., Budaj, J., & Hubbard, W. B. 2007, *ApJ*, 661, 502
- Chabrier, G. & Baraffe, I. 2007, *ApJ*, 661, L81
- Crida, A., Sándor, Z., & Kley, W. 2008, *A&A*, 483, 325
- Fortney, J. J., Lodders, K., Marley, M. S., & Freedman, R. S. 2008, *ApJ*, 678, 1419
- Guillot, T. 2008, *Physica Scripta Volume T*, 130, 014023
- Guillot, T. 2010, *A&A*, 520, A27+
- Guillot, T. & Havel, M. 2011, *A&A*, 527, A20+
- Guillot, T. & Morel, P. 1995, *A&AS*, 109, 109
- Guillot, T., Santos, N. C., Pont, F., et al. 2006, *A&A*, 453, L21
- Guillot, T. & Showman, A. P. 2002, *A&A*, 385, 156
- Hansen, B. M. S. 2008, *ApJS*, 179, 484
- Holman, M. J., Fabrycky, D. C., Ragozzine, D., et al. 2010, *Science*, 330, 51
- Hori, Y. & Ikoma, M. 2010, *ApJ*, 714, 1343
- Ibgui, L., Burrows, A., & Spiegel, D. S. 2010, *ApJ*, 713, 751
- Ida, S. & Lin, D. N. C. 2008, *ApJ*, 673, 487
- Laine, R. O., Lin, D. N. C., & Dong, S. 2008, *ApJ*, 685, 521
- Miller, N., Fortney, J., & Jackson, B. 2009, *ApJ*, 702, 1413
- Mordasini, C., Alibert, Y., Benz, W., & Naef, D. 2009, *A&A*, 501, 1161
- Morel, P. & Lebreton, Y. 2008, *Ap&SS*, 316, 61
- Perna, R., Menou, K., & Rauscher, E. 2010, *ApJ*, 724, 313
- Saumon, D., Hubbard, W. B., Burrows, A., et al. 1996, *ApJ*, 460, 993
- Showman, A. P. & Guillot, T. 2002, *A&A*, 385, 166
- Sozzetti, A., Torres, G., Charbonneau, D., et al. 2007, *ApJ*, 664, 1190
- Spiegel, D. S., Silverio, K., & Burrows, A. 2009, *ApJ*, 699, 1487
- Torres, G., Fressin, F., Batalha, N. M., et al. 2011, *ApJ*, 727, 24
- Torres, G., Winn, J. N., & Holman, M. J. 2008, *ApJ*, 677, 1324
- Valencia, D., Ikoma, M., Guillot, T., & Nettelmann, N. 2010, *A&A*, 516, A20+

Havel et al.: Kepler-9: stellar properties and composition of the planets, *Online Material p 2*

age [Ga]	# σ	$M_{Z,b}$ [M_{\oplus}]	$\delta^+ M_{Z,b}$ [M_{\oplus}]	$\delta^- M_{Z,b}$ [M_{\oplus}]	f_{\star} (%)	f_k (%)	f_{Met} (%)	f_{atm} (%)	f_{diss} (%)
1.000	1								
	2	43.61	9.34	10.63	33	18	44	20	0
	3	43.61	13.23	14.22	36	20	48	14	0
2.000	1								
	2	41.19	8.58	13.86	44	18	36	18	6
	3	41.19	14.17	16.87	46	19	40	12	0
2.239	1	40.62	5.44	7.81	7	15	30	34	44
	2	40.62	8.77	14.56	47	17	34	17	7
	3	40.62	13.88	17.57	48	19	38	12	0
2.500	1	39.74	6.34	8.81	22	13	26	29	35
	2	39.74	9.28	17.84	56	15	27	15	6
	3	39.74	13.86	20.70	55	18	32	11	1
3.000	1	37.67	8.30	12.79	43	10	17	21	28
	2	37.67	10.36	17.96	58	15	25	14	9
	3	37.67	15.05	20.82	58	17	30	10	2
3.500	1	36.19	9.68	13.76	47	9	14	19	28
	2	36.19	11.63	19.63	61	13	21	13	11
	3	36.19	15.64	23.82	62	16	25	9	3
4.000	1	35.17	10.67	15.06	49	8	12	17	29
	2	35.17	12.51	22.07	63	12	18	12	12
	3	35.17	15.65	27.93	66	15	20	9	4
5.000	1	29.89	15.94	14.41	52	7	9	14	29
	2	29.89	17.53	25.23	66	10	12	9	14
	3	29.89	19.02	29.88	77	6	13	8	7
6.000	1	28.19	17.63	16.26	48	6	7	13	35
	2	28.19	19.02	28.12	70	5	9	9	16
	3	28.19	19.48	28.12	73	7	14	8	12
7.000	1	27.27	18.54	14.92	40	7	7	14	43
	2	27.27	19.71	27.14	65	5	8	9	21
	3	27.27	20.11	27.26	69	7	12	9	17
8.000	1								
	2	27.97	18.48	26.61	53	10	9	10	29
	3	27.97	19.19	27.11	63	8	13	9	23

Table 2. Constraints obtained on $M_{Z,b}$ as a function of age and sources of uncertainties

Havel et al.: Kepler-9: stellar properties and composition of the planets, *Online Material p 3*

age [Ga]	# σ	$M_{Z,c}$ [M_{\oplus}]	$\delta^+ M_{Z,c}$ [M_{\oplus}]	$\delta^- M_{Z,c}$ [M_{\oplus}]	f_{\star} (%)	f_k (%)	f_{Mol} (%)	f_{atm} (%)	f_{diss} (%)
1.000	1								
	2	29.97	7.66	9.54	26	15	50	21	8
	3	29.97	11.24	12.43	28	16	54	14	3
2.000	1								
	2	28.32	7.21	11.67	36	14	41	19	16
	3	28.32	11.67	14.09	38	16	46	13	5
2.239	1	27.91	5.87	7.14	5	10	30	31	46
	2	27.91	7.44	12.11	38	14	39	18	16
	3	27.91	11.43	14.50	40	16	45	13	7
2.500	1	27.27	6.53	7.78	16	10	26	28	41
	2	27.27	7.92	14.18	47	13	32	16	15
	3	27.27	11.41	16.38	47	15	38	12	8
3.000	1	25.72	8.04	10.29	34	8	19	21	34
	2	25.72	9.05	14.09	49	12	29	16	18
	3	25.72	12.33	16.23	50	15	36	12	9
3.500	1	24.64	9.07	10.88	38	7	16	20	33
	2	24.64	9.84	15.05	53	12	25	15	19
	3	24.64	13.18	17.61	55	14	30	11	10
4.000	1	23.91	9.74	11.74	40	7	14	18	33
	2	23.91	10.36	16.36	56	11	22	14	19
	3	23.91	13.83	20.27	58	13	25	10	11
5.000	1	20.26	13.32	11.16	45	6	11	16	33
	2	20.26	13.66	18.43	61	9	15	11	20
	3	20.26	17.37	20.24	65	5	17	9	13
6.000	1	19.01	14.44	12.22	42	6	9	15	37
	2	19.01	14.70	18.99	64	4	11	11	22
	3	19.01	18.43	19.01	61	6	16	10	17
7.000	1	18.44	14.80	11.38	35	6	9	16	42
	2	18.44	15.15	18.41	59	4	11	12	27
	3	18.44	18.68	18.43	57	6	15	10	21
8.000	1								
	2	18.79	14.71	18.30	50	6	11	12	32
	3	18.79	17.67	18.40	52	7	16	11	26

Table 3. Constraints obtained on $M_{Z,c}$ as a function of age and sources of uncertainties

Havel et al.: Kepler-9: stellar properties and composition of the planets, *Online Material p 4*

age [Ga]	# σ	Z_b	$\delta^+ Z_b$	$\delta^- Z_b$	f_\star (%)	f_k (%)	f_{Mtot} (%)	f_{atm} (%)	f_{diss} (%)
1.000	1								
	2	0.55	0.07	0.11	46	26	4	27	0
	3	0.55	0.10	0.14	51	29	4	20	0
2.000	1								
	2	0.52	0.07	0.16	54	22	3	22	7
	3	0.52	0.11	0.19	60	25	4	15	0
2.239	1	0.51	0.06	0.09	8	18	3	39	51
	2	0.51	0.08	0.17	56	21	3	21	8
	3	0.51	0.11	0.20	61	24	4	15	1
2.500	1	0.50	0.07	0.10	24	15	2	32	39
	2	0.50	0.08	0.21	64	17	3	17	8
	3	0.50	0.11	0.25	66	21	3	13	2
3.000	1	0.47	0.09	0.15	46	10	2	22	29
	2	0.47	0.10	0.22	64	16	3	16	10
	3	0.47	0.13	0.26	67	20	3	12	3
3.500	1	0.45	0.11	0.17	49	9	2	20	29
	2	0.45	0.12	0.25	65	14	2	14	11
	3	0.45	0.14	0.30	69	18	3	11	4
4.000	1	0.44	0.12	0.19	51	8	1	17	30
	2	0.44	0.13	0.28	67	13	2	12	13
	3	0.44	0.15	0.35	71	16	2	9	5
5.000	1	0.37	0.19	0.18	54	7	1	15	30
	2	0.37	0.19	0.32	69	11	2	10	14
	3	0.37	0.21	0.37	80	6	1	8	7
6.000	1	0.35	0.20	0.20	51	6	1	14	36
	2	0.35	0.21	0.35	73	5	1	9	17
	3	0.35	0.23	0.35	75	7	2	9	12
7.000	1	0.34	0.21	0.19	42	7	1	15	46
	2	0.34	0.22	0.34	68	5	1	9	22
	3	0.34	0.24	0.34	71	7	1	9	17
8.000	1								
	2	0.35	0.20	0.33	56	11	2	10	31
	3	0.35	0.23	0.34	64	8	2	9	23

Table 4. Constraints obtained on Z_b as a function of age and sources of uncertainties

Havel et al.: Kepler-9: stellar properties and composition of the planets, *Online Material p 5*

age [Ga]	# σ	Z_c	$\delta^+ Z_c$	$\delta^- Z_c$	f_\star (%)	f_k (%)	f_{Mot} (%)	f_{atm} (%)	f_{diss} (%)
1.000	1								
	2	0.55	0.10	0.13	37	21	5	29	11
	3	0.55	0.13	0.17	42	23	5	21	5
2.000	1								
	2	0.52	0.12	0.18	41	16	4	22	18
	3	0.52	0.16	0.21	48	20	5	16	7
2.239	1	0.51	0.08	0.11	6	13	4	40	60
	2	0.51	0.13	0.19	43	16	4	20	18
	3	0.51	0.17	0.23	48	19	5	16	9
2.500	1	0.50	0.09	0.12	19	12	3	33	49
	2	0.50	0.14	0.24	50	13	4	17	17
	3	0.50	0.18	0.28	53	17	4	14	9
3.000	1	0.47	0.12	0.18	39	9	3	24	38
	2	0.47	0.17	0.24	51	13	3	16	18
	3	0.47	0.21	0.28	54	16	4	13	10
3.500	1	0.45	0.14	0.19	43	8	2	22	37
	2	0.45	0.19	0.27	53	11	3	15	19
	3	0.45	0.22	0.32	57	15	4	11	10
4.000	1	0.44	0.15	0.21	45	7	2	20	37
	2	0.44	0.20	0.30	55	11	3	13	19
	3	0.44	0.24	0.37	60	13	3	10	11
5.000	1	0.37	0.21	0.20	48	7	2	18	35
	2	0.37	0.26	0.34	59	9	2	11	19
	3	0.37	0.30	0.37	67	5	2	10	13
6.000	1	0.35	0.23	0.22	45	6	2	17	39
	2	0.35	0.28	0.35	62	4	1	11	22
	3	0.35	0.31	0.35	63	6	2	10	17
7.000	1	0.34	0.24	0.21	37	6	2	17	45
	2	0.34	0.29	0.34	58	4	1	11	26
	3	0.34	0.31	0.34	60	6	2	11	22
8.000	1								
	2	0.34	0.27	0.34	50	6	2	12	32
	3	0.34	0.30	0.34	54	7	2	11	26

Table 5. Constraints obtained on Z_c as a function of age and sources of uncertainties

Havel et al.: Kepler-9: stellar properties and composition of the planets, *Online Material p 6*

age [Ga]	# σ	$M_{Z,b}/M_{Z,c}$	$\delta^+ M_{Z,b}/M_{Z,c}$	$\delta^- M_{Z,b}/M_{Z,c}$	f_\star (%)	f_k (%)	f_{Met} (%)	f_{atm} (%)	f_{diss} (%)
1.000	1								
	2	1.47	0.34	0.23	1	27	88	8	17
	3	1.47	0.53	0.35	1	30	88	5	11
2.000	1								
	2	1.47	0.38	0.24	3	33	86	9	18
	3	1.47	0.58	0.36	3	36	86	5	11
2.239	1	1.48	0.20	0.21	0	23	64	15	29
	2	1.48	0.39	0.24	4	34	85	9	18
	3	1.48	0.60	0.36	3	38	86	5	11
2.500	1	1.48	0.21	0.22	1	23	62	14	28
	2	1.48	0.42	0.24	6	40	82	9	18
	3	1.48	0.64	0.37	5	47	84	6	11
3.000	1	1.49	0.23	0.23	6	26	59	14	27
	2	1.49	0.43	0.26	8	43	81	9	18
	3	1.49	0.67	0.38	7	52	82	5	11
3.500	1	1.50	0.24	0.24	9	28	58	15	26
	2	1.50	0.48	0.26	11	50	78	9	17
	3	1.50	0.77	0.39	10	69	80	6	10
4.000	1	1.50	0.26	0.24	11	30	57	15	26
	2	1.50	0.55	0.27	15	58	75	9	16
	3	1.50	2.08	0.41	10	86	42	3	5
5.000	1	1.58	0.25	0.31	18	35	54	15	23
	2	1.58	2.34	0.39	18	76	33	3	5
	3	1.58	158.46	1.58	21	78	22	0	0
6.000	1	1.60	0.34	0.31	25	42	51	15	18
	2	1.60	191.56	1.34	8	73	54	0	0
	3	1.60	191.56	1.55	8	73	54	0	0
7.000	1	1.69	0.24	0.40	22	43	53	17	17
	2	1.69	110.30	1.08	10	14	88	0	0
	3	1.69	302.37	1.68	31	55	21	0	0
8.000	1								
	2	1.65	197.99	0.69	1	15	97	0	0
	3	1.65	198.07	1.46	9	79	89	0	0

Table 6. Constraints obtained on $M_{Z,b}/M_{Z,c}$ as a function of age and sources of uncertainties

Havel et al.: Kepler-9: stellar properties and composition of the planets, *Online Material p 7*

age [Ga]	# σ	Z_b/Z_c	$\delta^+ Z_b/Z_c$	$\delta^- Z_b/Z_c$	f_\star (%)	f_k (%)	f_{Mot} (%)	f_{atm} (%)	f_{diss} (%)
1.000	1								
	2	1.00	0.10	0.14	2	45	10	14	27
	3	1.00	0.14	0.16	3	58	11	11	21
2.000	1								
	2	1.00	0.14	0.16	5	47	12	13	26
	3	1.00	0.20	0.19	5	61	13	9	19
2.239	1	1.00	0.08	0.11	0	34	11	22	42
	2	1.00	0.15	0.16	6	48	12	12	25
	3	1.00	0.21	0.19	6	62	14	9	19
2.500	1	1.00	0.09	0.12	2	32	10	20	40
	2	1.00	0.19	0.17	9	51	12	11	23
	3	1.00	0.28	0.20	8	68	13	8	16
3.000	1	1.01	0.11	0.13	8	34	10	19	36
	2	1.01	0.21	0.17	10	54	13	11	22
	3	1.01	0.33	0.21	9	70	13	8	15
3.500	1	1.01	0.12	0.13	11	36	10	19	34
	2	1.01	0.27	0.18	13	57	13	10	20
	3	1.01	0.50	0.21	12	77	13	6	12
4.000	1	1.02	0.14	0.13	14	38	11	19	32
	2	1.02	0.36	0.18	16	61	13	9	17
	3	1.02	1.43	0.23	10	88	8	3	5
5.000	1	1.07	0.15	0.17	22	42	12	17	27
	2	1.07	1.60	0.26	18	76	10	3	5
	3	1.07	108.16	1.07	21	78	15	0	0
6.000	1	1.08	0.24	0.16	28	47	13	17	21
	2	1.08	119.62	0.91	9	80	48	0	0
	3	1.08	119.62	1.05	9	80	48	0	0
7.000	1	1.14	0.17	0.22	25	48	14	19	19
	2	1.14	63.74	0.73	12	16	86	0	0
	3	1.14	206.39	1.14	31	55	14	0	0
8.000	1								
	2	1.11	114.58	0.46	2	18	97	0	0
	3	1.11	120.91	0.98	10	89	83	0	0

Table 7. Constraints obtained on Z_b/Z_c as a function of age and sources of uncertainties

6.1 Une période riche en découvertes

Actuellement, dans le domaine de la planétologie, nous vivons une époque riche en découvertes. En l'espace d'à peine 15 ans, on est passé d'une vision limitée à notre système solaire, à un ensemble de près de 550 exoplanètes en orbite autour d'étoiles "standards" (*c.-à-d.* des naines sur la séquence principale).

Non seulement on a été surpris par la diversité des planètes découvertes, mais en plus nous nous sommes rendu compte que les scénarios qu'on avait pensés jusque là pour la formation et l'évolution des planètes étaient partiellement à revoir. En effet, la majorité des planètes découvertes orbitent très proches de leur étoile centrale (avec des périodes orbitales de quelques jours), et il se trouve que nombre d'entre elles sont des géantes. Au delà du fait qu'il soit nécessaire d'expliquer comment une planète gazeuse peut se former loin de son étoile, migrer vers l'intérieur et stopper à quelques rayons stellaires de son étoile, nous devons maintenant faire face à un autre problème : à cause des fortes irradiations que subissent ces objets, les rayons mesurés sont incompatibles avec les modèles d'évolution standards utilisés jusque là.

On a alors appris à exploiter les observations pour en tirer un maximum d'informations et contraindre un peu mieux les modèles d'évolution planétaire. Une catégorie de planètes est d'ailleurs d'une aide toute particulière, car en passant devant leur étoile, elles nous fournissent la précieuse mesure (relative par rapport à son étoile) de son rayon. Pour environ 125 planètes on a donc accès aux deux variables clefs qui permettent de déterminer la composition d'une planète, moyennant une bonne dose d'hypothèses, et quelques théories encore au stade de prémices.

Un cap a été franchi dans les années 2000, avec le lancement de la mission CoRoT. Cette mission spatiale a été la première à détecter une super-Terre, *c.-à-d.* une planète de faible masse, petit rayon et de composition principalement faite de roches. Par ailleurs CoRoT nous a délivré les planètes parmi les plus intrigantes et singulières : quelques planètes très jeunes comme CoRoT-2 et CoRoT-18, une planète dont la quantité d'éléments lourds en son sein défie les modèles de formation (CoRoT-13), et la planète la plus semblable à notre Jupiter jamais découverte (CoRoT-9). Et nous ne sommes pas près de manquer de données, puisque il y a quelques mois à peine, la mission spatiale Kepler (sur la lancée de CoRoT), a annoncé la découverte de pas moins de 1200+ candidats planétaires. Une merveilleuse nouvelle n'arrivant jamais seule, Kepler a aussi pour la première fois découvert des systèmes multi-planétaires dont plusieurs planètes sont en transit.

6.2 Un besoin d'analyse et de compréhension des observations

Dans ce contexte, ma thèse a voulu apporter sa petite pierre à l'édifice en ayant pour but de modéliser de manière plus cohérente ces systèmes. En effet jusqu'à maintenant, les planètes étaient étudiées de manière séparée de leur étoile : on dérivait une masse, un rayon

et un âge pour cette dernière, et on en déduisait des contraintes sur la masse et le rayon de la planète. Ces contraintes étaient résumées sous une forme simple : la valeur la plus probable avec une barre d'erreur (possiblement asymétrique) associée.

Avec l'avènement des missions spatiales, et les progrès réalisés dans le domaine des optiques et du traitement du signal, les précisions des mesures se sont largement améliorées ces dernières années. La question qui se posait était donc la suivante : comment peut-on changer notre manière d'analyser les systèmes afin de tirer partie au maximum des données ? Par ailleurs, étant donné le nombre croissant de planètes, il est nécessaire d'avoir des outils capables de modéliser les systèmes de manière rapide et robuste. Bien sûr, la statistique devant aider à comprendre ce qui se passe pendant la formation des planètes et de leur évolution (en compensant de fait un certain vide dans les données accessibles aujourd'hui, mais qui tend à se combler avec la mesure des premiers spectres planétaires), il est indispensable de pouvoir modéliser les systèmes de manière homogène. La science étant basée sur le pluralisme des idées, l'exploration de voies peu probables et la confrontation des résultats et des méthodes, l'utilité d'un outil capable de fournir un accès à plusieurs modèles et capable d'analyser les systèmes de manière homogène (toujours de la même manière) et cohérente (par rapport à la modélisation stellaire) est plus qu'évidente.

6.3 Une réponse proposée

Mon travail a bien entendu commencé par la modélisation stellaire, essentielle pour obtenir tous les paramètres de l'étoile et donc les paramètres de la (ou les) planètes. L'idée était de pouvoir modéliser n'importe quelle étoile hôte, en tenant compte d'un grand nombre de sources d'erreurs possible. En l'occurrence, je voulais avoir un code qui puisse de manière transparente inclure les effets des erreurs intrinsèques et systématiques sur la modélisation stellaire. Il devait donc être capable de gérer un grand nombre de modèles, tout autant qu'être rapide et robuste.

J'ai donc créé SET (Stars et Exoplanets modelling Tool) pour répondre à ces objectifs et ces besoins. Mais je n'ai pas oublié que le but final était de modéliser la planète. SET peut donc aussi bien modéliser les étoiles que les planètes. Le point fort, outre sa rapidité et les propriétés décrites précédemment, c'est que les solutions obtenues pour la planète sont totalement cohérentes avec les solutions stellaires. Toute solution pour une variable planétaire liée à l'étoile, est directement liée à la solution stellaire. Cela permet de construire des diagrammes de corrélations, très utiles pour comprendre la physique sous-jacente à la formation et à l'évolution planétaire. Par ailleurs l'outil sera disponible incessamment sous peu sur internet pour toute la communauté scientifique. La modélisation sera accessible à tout un chacun, sans connaissance particulière (je pense *p. ex.* aux observateurs), et en un ou deux clics !

6.4 Des résultats obtenus

Fort de cet outil, j'ai pendant ma thèse étudié de nombreux aspects de ces systèmes. Cela va de la modélisation stellaire à la modélisation planétaire, en passant par des études homogènes.

J'ai eu la chance de faire partie des équipes CoRoT, ce qui m'a permis de modéliser bon nombre des systèmes découverts (je n'ai pas toujours fait la modélisation planétaire, et inversement je n'ai pas toujours fait celle de l'étoile). Mon premier système fut CoRoT-2. C'est avec cette planète que j'ai construit mon code et acquis mon expérience. CoRoT-2b est intéressante à plus d'un titre : avec ses $1.5 R_{\text{Jup}}$ et $3 M_{\text{Jup}}$, la planète apparaît comme l'une

des plus anormalement larges découvertes. Le défi a été de vérifier que ce rayon ne pouvait être erroné du fait d'une mauvaise modélisation stellaire. J'ai donc modélisé de manière très complète l'étoile, et en ai déduit que le rayon de la planète reporté dans la littérature était robuste (d'un point de vue stellaire du moins).

Ensuite j'ai pu m'occuper de la planète CoRoT-9 dont l'existence et la composition que je dérive confirme la validité des modèles planétaires. En effet, cette planète est la première géante en transit (sur une orbite de 95 jours) dont l'étoile n'affecte pas l'évolution : pas de forte irradiation, pas d'effets de marées... Elle est conforme à ce que les modèles d'une Jupiter similaire à la nôtre prédisent.

J'ai ensuite eu l'occasion, tout en continuant de modéliser les planètes CoRoT fraîchement découvertes, de commencer une analyse sur la comparaison des modèles stellaires. L'idée est venue du fait que peu d'études existent sur le sujet, et souvent elles ne comparent pas les modèles stellaires les plus utilisés dans la communauté d'exoplanétologie. Par ailleurs, il m'a été utile pour CoRoT-2 (entre autres) d'estimer les erreurs intrinsèques et systématiques dues à la modélisation stellaire. Le résultat que j'obtiens doit encore être analysé plus en avant, mais j'ai pu tirer des conclusions : selon le type d'étoile étudiée et l'analyse que l'on veut je peux choisir l'utilisation d'un modèle plutôt qu'un autre. D'autre part, j'ai quantifié de manière très complète les différences entre les modèles dans différents régimes de masses et d'âges. J'en ai déduit que les disparités entre les modèles sont en moyenne d'ordre structurel, et impactent autant les paramètres d'une étoile ou d'une planète que les erreurs standards reportées dans les articles de découvertes.

En supplément et comme petit test (qui lui aussi doit être développé), j'ai réalisé une étude homogène sur un petit nombre de planètes. Les résultats montrent que SET permet non seulement de trouver des solutions tout à fait compatibles avec la littérature, mais m'ont permis d'effectuer une confirmation de la corrélation de l'anomalie de rayon planétaire en fonction de la métallicité stellaire, en étudiant l'impact de la modélisation stellaire. Cela n'avait jamais été fait, et confirme que la partie de cette corrélation due à la modélisation stellaire est d'au moins un ordre de grandeur plus petit que celui due à la modélisation planétaire.

Enfin, j'ai pu étudier le premier système multiple en transit Kepler-9. Pour ce système, j'ai réalisé une modélisation complète de l'étoile et de la planète, en incluant pour cette dernière toutes les sources d'erreurs possibles (effets systématiques), et en les propageant de manière cohérente avec les solutions stellaires. Je suis donc parvenu à obtenir une contrainte sur la composition relative des deux planètes géantes plus forte que celle qu'on peut dériver par une analyse conventionnelle et indépendante. Les résultats sont d'autant plus robustes qu'ils tiennent compte de nombreuses sources d'erreurs. On trouve que les deux planètes géantes ont très probablement la même composition relative, ce qui est inattendu pour les modèles de formation planétaire (on s'attend en effet à ce que la planète la plus massive ait accretée plus de matériaux lourds).

6.5 Des perspectives à venir

Le travail ne s'arrête pas là ! Actuellement, je suis en train de faire des tests avec M. J. Goupil PI du package stellaire sur la mission PLATO. En particulier, je suis intéressé à voir comment l'astérosismologie peut impacter les résultats obtenus jusqu'ici. En effet avec PLATO (si la mission est sélectionnée), et Kepler avant elle, certains systèmes en transit seront aussi la cible des astérosismologues qui vont étudier les pulsations des étoiles et ainsi des caractéristiques de la structure interne, notamment la densité stellaire.

Enfin le travail commencé sur l'étude homogène des systèmes va être étendue sous peu à toutes les planètes, en incluant une détermination systématique de la composition des

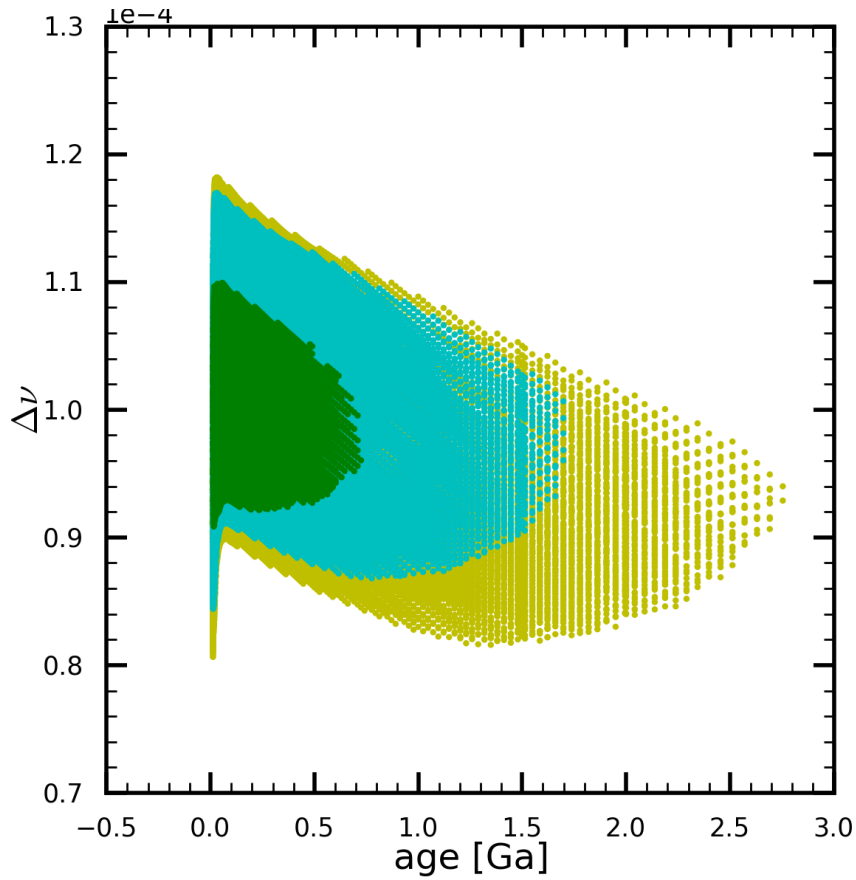


FIGURE 6.1 – Exemple de contraintes fournies par l’analyse SET standard, avec en plus des contraintes venant de l’astérosismologie. Pour l’instant ce ne sont que des tests en utilisant des lois d’échelles. En collaboration avec M. J. Goupil.

géantes gazeuses, et la confirmation et l’exploration des corrélations entre les paramètres. Je ne compte pas non plus m’arrêter là en ce qui concerne la comparaison des modèles, qui doit être non seulement menée à terme, mais augmentée d’une étude d’impact direct sur les planètes. D’ailleurs, les mêmes types d’analyses vont être appliqués aux modèles planétaires, en faisant comme pour les codes d’évolution stellaire : utiliser ce qui est disponible dans la littérature (*p. ex.* modèles de J. Fortney).

Pour finir, je pense m’attaquer rapidement aux candidats Kepler récemment découverts. J’aimerais voir ce qu’on peut tirer de cet ensemble unique de planètes sans même connaître la masse... Peut-on faire des prédictions utiles ?

A

Notations

Notations	Significations
<u>Constantes physiques</u>	
G	constante de la gravitation universelle = $6.67428 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$
σ_B	constante de Stefan-Boltzmann = $5.670400 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$
\mathcal{R}	constante des gaz parfaits = $8.314472 \text{ J K}^{-1} \text{ mol}^{-1}$
k_B	constante de Boltzmann = $1.3806505 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$
h	constante de Planck = $6.6260693 \times 10^{-34} \text{ J s}$
a_B	constante de radiation = $4\sigma_B/c$
c	vitesse de la lumière = $299\,792\,458 \text{ m s}^{-1}$
M_\odot	Masse du Soleil = $1.9891 \times 10^{30} \text{ kg}$
R_\odot	Rayon moyen du Soleil = $6.96 \times 10^8 \text{ m}$
ρ_\odot	Densité moyenne du Soleil = 1408 kg m^{-3}
g_\odot	Gravité de surface du Soleil = $274.0312 \text{ m s}^{-2}$
L_\odot	Luminosité du Soleil = $3.846 \times 10^{26} \text{ W}$
$T_{\text{eff},\odot}$	Température effective du Soleil = 5777.5 K
M_{Jup}	Masse de Jupiter = $1.8986 \times 10^{27} \text{ kg}$
R_{Jup}	Rayon équatorial de Jupiter = $7.1492 \times 10^7 \text{ m}$
M_\oplus	Masse de la Terre = $5.9726 \times 10^{24} \text{ kg}$
R_\oplus	Rayon équatorial de la Terre = $6.3781 \times 10^6 \text{ m}$
R_{Nep}	Rayon équatorial de Neptune = $2.4961 \times 10^7 \text{ kg}$
<u>Général (acronymes, variables, ...)</u>	
PMS	<i>Pre Main Sequence</i> = Pré séquence principale d'une étoile
ZAMS	<i>Zero Age Main Sequence</i> = Âge zéro de la séquence principale d'une étoile
MS	<i>Main Sequence</i> = séquence principale
Ma	million d'années = 10^6 ans
Ga	milliards d'années = 10^9 ans
M	Masse
R	Rayon
L	Luminosité
ρ	densité
P	Pression
T	Température
g	Gravité
S	Entropie
F	Flux
e	Excentricité
<i>Suite page suivante...</i>	

Notations	Significations
i	Inclinaison
ω	Argument du périastre
E_g	Énergie potentielle gravitationnelle
\dot{M}	Perte ou accréation de masse = $\frac{dM}{dt}$
κ	Opacité
μ	poids moléculaire
P_{rot}	Période de rotation
γ	Coefficient adiabatique = $\frac{C_p}{C_v}$
C_p	Capacité thermique massique isobare
C_v	Capacité thermique massique isochore
<u>Variables stellaires</u>	
M_\star	Masse
R_\star	Rayon
ρ_\star	Densité
g_\star	Gravité
T_{eff}	Température effective
K_\star	semi-amplitude des vitesses radiales
$[Fe/H]$	Métallicité
α_{MLT}	efficacité de convection
<u>Variables planétaires</u>	
M_p	Masse
R_p	Rayon
ρ_p	Densité
g_p	Gravité
T_{eq}	Température d'équilibre
A	Albédo de Bond
X	fraction de masse d'hydrogène
Y	fraction de masse d'hélium
Z	fraction de masse d'éléments lourds
M_z	Masse d'éléments lourds
<i>Fin des notations</i>	

B

Modèles stellaires : comparaison

TABLE B.1: Comparaison des modèles d'évolution stellaire. CESAM est pris comme modèle de référence auquel je compare tous les autres. Pour les comparaisons des tracés (*c.-à-d.* pour une masse donnée), je ne prends pas en compte les âges inférieurs à 300 Ma (voir le texte). La première colonne est la caractéristique de l'isochrone (âge donné) ou de l'isomasse (masse donnée) prise pour comparaison : si c'est une isochrone (resp. isomasse), on compare à masse initiale égale pour tous les modèles (resp. à âge égal). La seconde colonne spécifie les modèles comparés : C-Pa = CESAM - Padoue (a), C-Pb = CESAM - Padoue (b), C-Y = CESAM - Y², et C-B = CESAM - BAH98. La troisième colonne montre la variable sur laquelle on effectue la comparaison. Les valeurs données dans le tableau sont les différences absolues (référence - modèle comparé), et entre parenthèses sont indiquées les valeurs relatives (par rapport à la valeur de CESAM). Les quatrième, cinquième et sixième colonnes donnent respectivement la moyenne des valeurs absolues, le RMS (*Root Mean Square*), et le maximum absolu. Voir le texte pour les variables R_p .

@	Modèles	Var. Comp. (Δ)	Moyenne absolue		RMS		Maximum	
0.6 M_\odot	C-B	L_\star [L_\odot]	0.00	(3.50%)	0.00	(3.86%)	0.01	(10.59%)
		ρ_\star [ρ_\odot]	0.19	(6.20%)	0.20	(6.55%)	0.40	(14.52%)
		R_\star [R_\odot]	0.01	(1.99%)	0.01	(2.09%)	0.03	(4.43%)
		g_\star [g_\odot]	0.07	(4.10%)	0.08	(4.32%)	0.16	(9.47%)
		T_{eff} [K]	30.02	(0.77%)	30.58	(0.78%)	34.43	(0.88%)
		$R_{p,\text{Jup}}$ [km]	926.12	(1.30%)	962.54	(1.35%)	1954.33	(2.73%)
		$R_{p,\text{Nep}}$ [km]	410.81	(1.65%)	418.35	(1.68%)	730.30	(2.93%)
		$R_{p,\oplus}$ [km]	199.00	(3.12%)	199.50	(3.13%)	256.49	(4.02%)
	C-Pa	L_\star [L_\odot]	0.01	(7.51%)	0.01	(7.72%)	0.01	(8.55%)
		ρ_\star [ρ_\odot]	0.85	(27.04%)	0.85	(27.12%)	0.98	(35.72%)
		R_\star [R_\odot]	0.04	(7.68%)	0.04	(7.69%)	0.06	(9.70%)
		g_\star [g_\odot]	0.31	(17.31%)	0.31	(17.35%)	0.37	(22.59%)
		T_{eff} [K]	251.05	(6.40%)	251.20	(6.40%)	258.95	(6.62%)
		$R_{p,\text{Jup}}$ [km]	3191.87	(4.46%)	3202.60	(4.48%)	4195.00	(5.87%)
		$R_{p,\text{Nep}}$ [km]	1142.03	(4.58%)	1145.59	(4.59%)	1487.61	(5.96%)
		$R_{p,\oplus}$ [km]	337.04	(5.28%)	337.73	(5.30%)	418.87	(6.57%)
	C-Pb	L_\star [L_\odot]	0.01	(16.02%)	0.01	(16.08%)	0.01	(17.26%)
		ρ_\star [ρ_\odot]	1.05	(33.50%)	1.05	(33.52%)	1.11	(34.78%)
		R_\star [R_\odot]	0.05	(9.19%)	0.05	(9.20%)	0.05	(9.48%)
		g_\star [g_\odot]	0.38	(21.26%)	0.38	(21.27%)	0.40	(22.03%)
		T_{eff} [K]	367.10	(9.35%)	367.29	(9.36%)	378.35	(9.68%)
		$R_{p,\text{Jup}}$ [km]	3809.44	(5.33%)	3811.62	(5.33%)	3930.37	(5.50%)
		$R_{p,\text{Nep}}$ [km]	1353.19	(5.42%)	1353.93	(5.42%)	1394.81	(5.59%)
		$R_{p,\oplus}$ [km]	384.63	(6.03%)	384.79	(6.03%)	395.27	(6.20%)
	C-Y	L_\star [L_\odot]	0.01	(9.96%)	0.01	(10.17%)	0.01	(15.32%)
		ρ_\star [ρ_\odot]	0.65	(20.83%)	0.66	(20.83%)	0.69	(21.10%)
		R_\star [R_\odot]	0.04	(6.12%)	0.04	(6.12%)	0.04	(6.19%)
		g_\star [g_\odot]	0.24	(13.46%)	0.24	(13.46%)	0.25	(13.63%)
		T_{eff} [K]	223.04	(5.68%)	223.81	(5.70%)	268.30	(6.83%)
		$R_{p,\text{Jup}}$ [km]	2555.72	(3.57%)	2556.31	(3.58%)	2632.43	(3.68%)
		$R_{p,\text{Nep}}$ [km]	926.44	(3.71%)	926.65	(3.71%)	954.32	(3.82%)
		$R_{p,\oplus}$ [km]	290.53	(4.56%)	290.58	(4.56%)	299.73	(4.70%)
	C-B	L_\star [L_\odot]	0.01	(4.67%)	0.01	(5.33%)	0.03	(16.83%)
		ρ_\star [ρ_\odot]	0.12	(5.22%)	0.14	(6.08%)	0.37	(18.61%)
		R_\star [R_\odot]	0.01	(1.68%)	0.01	(1.92%)	0.04	(5.54%)
		g_\star [g_\odot]	0.05	(3.45%)	0.06	(4.00%)	0.17	(12.06%)
		T_{eff} [K]	16.60	(0.38%)	17.37	(0.39%)	44.68	(0.99%)
		$R_{p,\text{Jup}}$ [km]	948.25	(1.33%)	1043.46	(1.46%)	2841.32	(3.97%)
		$R_{p,\text{Nep}}$ [km]	443.97	(1.78%)	463.00	(1.85%)	1037.89	(4.16%)
		$R_{p,\oplus}$ [km]	225.27	(3.53%)	226.51	(3.55%)	335.98	(5.27%)
0.7 M_\odot	C-Pa	L_\star [L_\odot]	0.00	(2.63%)	0.01	(3.82%)	0.03	(15.60%)
		ρ_\star [ρ_\odot]	0.29	(11.83%)	0.29	(12.06%)	0.47	(23.56%)
		R_\star [R_\odot]	0.02	(3.67%)	0.02	(3.72%)	0.05	(6.83%)
		g_\star [g_\odot]	0.12	(7.74%)	0.12	(7.88%)	0.21	(15.15%)
		T_{eff} [K]	70.82	(1.62%)	72.92	(1.67%)	83.26	(1.91%)
		$R_{p,\text{Jup}}$ [km]	1801.21	(2.52%)	1833.52	(2.56%)	3482.31	(4.87%)
		$R_{p,\text{Nep}}$ [km]	691.69	(2.77%)	701.03	(2.81%)	1253.53	(5.02%)
		$R_{p,\oplus}$ [km]	262.33	(4.11%)	263.44	(4.13%)	380.98	(5.97%)
	C-Pb	L_\star [L_\odot]	0.00	(2.21%)	0.00	(2.45%)	0.00	(3.45%)
		ρ_\star [ρ_\odot]	0.22	(9.03%)	0.22	(9.06%)	0.25	(9.94%)
		R_\star [R_\odot]	0.02	(2.85%)	0.02	(2.86%)	0.02	(3.12%)
		g_\star [g_\odot]	0.10	(5.94%)	0.10	(5.96%)	0.11	(6.53%)
		T_{eff} [K]	102.29	(2.33%)	104.18	(2.38%)	120.99	(2.78%)
		$R_{p,\text{Jup}}$ [km]	1427.32	(2.00%)	1429.31	(2.00%)	1539.27	(2.15%)
		$R_{p,\text{Nep}}$ [km]	574.59	(2.30%)	575.04	(2.30%)	617.80	(2.48%)
		$R_{p,\oplus}$ [km]	242.64	(3.80%)	242.70	(3.81%)	259.53	(4.07%)
	C-Y	L_\star [L_\odot]	0.01	(5.44%)	0.01	(5.98%)	0.02	(12.13%)
		ρ_\star [ρ_\odot]	0.40	(16.54%)	0.41	(16.60%)	0.45	(17.87%)

Suite sur la page suivante...

TABLE B.1 – Suite

@	Modèles	Var. Comp. (Δ)	Moyenne absolue		RMS		Maximum	
0.8 M_{\odot}	C-Y	R_{\star} [R_{\odot}]	0.03	(4.98%)	0.03	(5.00%)	0.04	(5.34%)
		g_{\star} [g_{\odot}]	0.17	(10.75%)	0.17	(10.79%)	0.19	(11.60%)
		T_{eff} [K]	172.95	(3.94%)	174.81	(3.99%)	233.48	(5.35%)
		$R_{\text{p,Jup}}$ [km]	2396.35	(3.35%)	2401.66	(3.36%)	2550.52	(3.57%)
		$R_{\text{p,Nep}}$ [km]	884.40	(3.54%)	885.87	(3.55%)	934.96	(3.75%)
		$R_{\text{p},\oplus}$ [km]	297.45	(4.66%)	297.57	(4.67%)	306.86	(4.81%)
	C-B	L_{\star} [L_{\odot}]	0.02	(5.59%)	0.03	(6.79%)	0.11	(25.23%)
		ρ_{\star} [ρ_{\odot}]	0.05	(2.83%)	0.09	(6.03%)	0.40	(30.30%)
		R_{\star} [R_{\odot}]	0.01	(0.88%)	0.01	(1.78%)	0.07	(8.46%)
		g_{\star} [g_{\odot}]	0.02	(1.86%)	0.05	(3.90%)	0.21	(19.31%)
		T_{eff} [K]	16.92	(0.34%)	23.61	(0.47%)	108.62	(2.12%)
		$R_{\text{p,Jup}}$ [km]	847.90	(1.19%)	1176.00	(1.64%)	5166.51	(7.23%)
	C-Pa	$R_{\text{p,Nep}}$ [km]	456.52	(1.83%)	521.68	(2.09%)	1840.80	(7.37%)
		$R_{\text{p},\oplus}$ [km]	250.28	(3.92%)	255.15	(4.00%)	531.77	(8.34%)
	C-Pa	L_{\star} [L_{\odot}]	0.02	(4.84%)	0.02	(6.31%)	0.11	(25.18%)
		ρ_{\star} [ρ_{\odot}]	0.05	(3.03%)	0.10	(6.63%)	0.43	(32.65%)
		R_{\star} [R_{\odot}]	0.01	(0.93%)	0.02	(1.94%)	0.08	(9.02%)
		g_{\star} [g_{\odot}]	0.03	(1.97%)	0.05	(4.27%)	0.23	(20.72%)
		T_{eff} [K]	27.87	(0.57%)	32.85	(0.66%)	108.09	(2.11%)
		$R_{\text{p,Jup}}$ [km]	874.36	(1.22%)	1260.80	(1.76%)	5503.75	(7.70%)
	C-Pb	$R_{\text{p,Nep}}$ [km]	466.46	(1.87%)	545.29	(2.18%)	1956.32	(7.84%)
		$R_{\text{p},\oplus}$ [km]	252.30	(3.96%)	258.35	(4.05%)	558.05	(8.75%)
	C-Pb	L_{\star} [L_{\odot}]	0.01	(1.54%)	0.01	(2.03%)	0.02	(5.43%)
		ρ_{\star} [ρ_{\odot}]	0.04	(1.89%)	0.04	(2.08%)	0.07	(5.50%)
		R_{\star} [R_{\odot}]	0.00	(0.63%)	0.01	(0.69%)	0.02	(1.78%)
		g_{\star} [g_{\odot}]	0.02	(1.26%)	0.02	(1.38%)	0.04	(3.64%)
		T_{eff} [K]	7.17	(0.15%)	8.13	(0.16%)	15.54	(0.31%)
		$R_{\text{p,Jup}}$ [km]	640.76	(0.90%)	649.97	(0.91%)	1235.07	(1.73%)
0.9 M_{\odot}	C-B	$R_{\text{p,Nep}}$ [km]	392.47	(1.57%)	393.77	(1.58%)	565.38	(2.27%)
		$R_{\text{p},\oplus}$ [km]	239.43	(3.75%)	239.70	(3.76%)	286.32	(4.49%)
	C-Y	L_{\star} [L_{\odot}]	0.00	(1.28%)	0.01	(2.74%)	0.02	(9.28%)
		ρ_{\star} [ρ_{\odot}]	0.14	(6.74%)	0.15	(7.09%)	0.19	(8.96%)
		R_{\star} [R_{\odot}]	0.02	(2.15%)	0.02	(2.26%)	0.02	(2.83%)
		g_{\star} [g_{\odot}]	0.07	(4.45%)	0.07	(4.68%)	0.09	(5.90%)
		T_{eff} [K]	64.67	(1.33%)	71.87	(1.48%)	141.56	(2.92%)
		$R_{\text{p,Jup}}$ [km]	1268.19	(1.77%)	1297.19	(1.81%)	1547.78	(2.16%)
	C-B	$R_{\text{p,Nep}}$ [km]	551.60	(2.21%)	555.59	(2.23%)	623.97	(2.50%)
		$R_{\text{p},\oplus}$ [km]	259.67	(4.07%)	259.78	(4.07%)	273.87	(4.29%)
	C-B	L_{\star} [L_{\odot}]	0.03	(4.48%)	0.04	(5.35%)	0.23	(23.24%)
		ρ_{\star} [ρ_{\odot}]	0.04	(3.58%)	0.07	(7.48%)	0.34	(48.61%)
		R_{\star} [R_{\odot}]	0.01	(1.11%)	0.02	(2.08%)	0.14	(12.38%)
		g_{\star} [g_{\odot}]	0.03	(2.34%)	0.04	(4.75%)	0.23	(30.24%)
		T_{eff} [K]	37.17	(0.70%)	39.06	(0.73%)	55.37	(1.01%)
		$R_{\text{p,Jup}}$ [km]	1036.28	(1.45%)	1644.69	(2.30%)	9686.46	(13.55%)
1.0 M_{\odot}	C-Pa	$R_{\text{p,Nep}}$ [km]	539.32	(2.16%)	681.41	(2.73%)	3414.70	(13.68%)
		$R_{\text{p},\oplus}$ [km]	289.11	(4.53%)	303.03	(4.75%)	928.97	(14.56%)
	C-Pa	L_{\star} [L_{\odot}]	0.02	(3.50%)	0.05	(5.26%)	0.27	(26.78%)
		ρ_{\star} [ρ_{\odot}]	0.05	(3.91%)	0.07	(8.43%)	0.37	(53.22%)
		R_{\star} [R_{\odot}]	0.01	(1.20%)	0.02	(2.32%)	0.15	(13.29%)
		g_{\star} [g_{\odot}]	0.03	(2.54%)	0.05	(5.33%)	0.25	(32.88%)
		T_{eff} [K]	23.73	(0.45%)	27.38	(0.52%)	45.42	(0.86%)
		$R_{\text{p,Jup}}$ [km]	1102.44	(1.54%)	1806.76	(2.53%)	10397.83	(14.54%)
	C-Pb	$R_{\text{p,Nep}}$ [km]	559.71	(2.24%)	729.73	(2.92%)	3660.85	(14.67%)
		$R_{\text{p},\oplus}$ [km]	292.95	(4.59%)	310.29	(4.86%)	988.28	(15.49%)
	C-Pb	L_{\star} [L_{\odot}]	0.01	(2.02%)	0.01	(2.15%)	0.03	(3.70%)
		ρ_{\star} [ρ_{\odot}]	0.05	(3.19%)	0.06	(3.44%)	0.08	(5.58%)
		R_{\star} [R_{\odot}]	0.01	(1.08%)	0.01	(1.16%)	0.02	(1.81%)
		g_{\star} [g_{\odot}]	0.03	(2.13%)	0.03	(2.30%)	0.04	(3.70%)
		T_{eff} [K]	27.82	(0.52%)	29.20	(0.55%)	39.08	(0.71%)
		$R_{\text{p,Jup}}$ [km]	909.47	(1.27%)	925.60	(1.29%)	1609.41	(2.25%)
	C-Y	$R_{\text{p,Nep}}$ [km]	486.45	(1.95%)	488.89	(1.96%)	733.61	(2.94%)
		$R_{\text{p},\oplus}$ [km]	276.91	(4.34%)	277.69	(4.35%)	369.87	(5.80%)
	C-Y	L_{\star} [L_{\odot}]	0.01	(2.05%)	0.01	(2.22%)	0.03	(6.45%)
		ρ_{\star} [ρ_{\odot}]	0.03	(1.68%)	0.03	(1.87%)	0.05	(4.99%)
		R_{\star} [R_{\odot}]	0.00	(0.57%)	0.01	(0.63%)	0.02	(1.71%)
		g_{\star} [g_{\odot}]	0.01	(1.13%)	0.02	(1.25%)	0.03	(3.35%)
		T_{eff} [K]	16.88	(0.31%)	21.62	(0.40%)	51.34	(0.97%)
		$R_{\text{p,Jup}}$ [km]	710.69	(0.99%)	719.83	(1.01%)	1547.10	(2.16%)
1.0 M_{\odot}	C-B	$R_{\text{p,Nep}}$ [km]	442.68	(1.77%)	444.68	(1.78%)	717.09	(2.87%)
		$R_{\text{p},\oplus}$ [km]	271.98	(4.26%)	272.80	(4.28%)	367.75	(5.77%)
	C-B	L_{\star} [L_{\odot}]	0.03	(3.06%)	0.03	(3.20%)	0.06	(4.57%)
		ρ_{\star} [ρ_{\odot}]	0.02	(1.85%)	0.03	(2.14%)	0.05	(6.71%)
		R_{\star} [R_{\odot}]	0.01	(0.62%)	0.01	(0.72%)	0.03	(2.14%)
		g_{\star} [g_{\odot}]	0.01	(1.23%)	0.02	(1.43%)	0.03	(4.43%)
		T_{eff} [K]	34.67	(0.61%)	39.16	(0.68%)	88.24	(1.53%)
		$R_{\text{p,Jup}}$ [km]	824.88	(1.15%)	836.20	(1.17%)	2006.50	(2.81%)
	C-Pa	$R_{\text{p,Nep}}$ [km]	503.75	(2.02%)	505.65	(2.03%)	868.63	(3.48%)
		$R_{\text{p},\oplus}$ [km]	306.70	(4.81%)	307.56	(4.82%)	412.07	(6.46%)
	C-Pa	L_{\star} [L_{\odot}]	0.01	(0.93%)	0.01	(1.08%)	0.06	(3.89%)
		ρ_{\star} [ρ_{\odot}]	0.05	(4.21%)	0.06	(4.33%)	0.08	(5.90%)
		R_{\star} [R_{\odot}]	0.01	(1.42%)	0.01	(1.47%)	0.02	(2.04%)
		g_{\star} [g_{\odot}]	0.03	(2.83%)	0.03	(2.91%)	0.05	(3.96%)
		T_{eff} [K]	26.66	(0.47%)	30.51	(0.54%)	50.12	(0.88%)
		$R_{\text{p,Jup}}$ [km]	1185.15	(1.66%)	1198.52	(1.68%)	1872.87	(2.62%)

Suite sur la page suivante...

TABLE B.1 – Suite

@	Modèles	Var. Comp. (Δ)	Moyenne absolue		RMS		Maximum	
1.0 M_{\odot}	C-Pa	$R_{p,Nep}$ [km]	585.75	(2.35%)	587.83	(2.36%)	831.46	(3.33%)
		$R_{p,\oplus}$ [km]	316.20	(4.96%)	316.96	(4.97%)	407.03	(6.38%)
	C-Pb	L_{\star} [L_{\odot}]	0.01	(1.30%)	0.01	(1.34%)	0.02	(1.74%)
		ρ_{\star} [ρ_{\odot}]	0.04	(3.37%)	0.05	(3.77%)	0.07	(5.08%)
		R_{\star} [R_{\odot}]	0.01	(1.14%)	0.01	(1.28%)	0.02	(1.74%)
		g_{\star} [g_{\odot}]	0.03	(2.26%)	0.03	(2.53%)	0.04	(3.41%)
		T_{eff} [K]	30.36	(0.53%)	32.85	(0.58%)	44.02	(0.78%)
		$R_{p,Jup}$ [km]	1061.37	(1.48%)	1078.52	(1.51%)	1275.12	(1.78%)
		$R_{p,Nep}$ [km]	558.17	(2.24%)	558.78	(2.24%)	596.09	(2.39%)
		$R_{p,\oplus}$ [km]	313.01	(4.91%)	313.51	(4.92%)	379.13	(5.94%)
	C-Y	L_{\star} [L_{\odot}]	0.02	(1.93%)	0.02	(1.96%)	0.02	(2.18%)
		ρ_{\star} [ρ_{\odot}]	0.01	(1.20%)	0.02	(1.27%)	0.03	(2.39%)
		R_{\star} [R_{\odot}]	0.00	(0.41%)	0.00	(0.43%)	0.01	(0.91%)
		g_{\star} [g_{\odot}]	0.01	(0.81%)	0.01	(0.85%)	0.02	(1.64%)
		T_{eff} [K]	18.26	(0.32%)	19.07	(0.33%)	32.45	(0.56%)
		$R_{p,Jup}$ [km]	739.95	(1.04%)	742.17	(1.04%)	1078.65	(1.51%)
		$R_{p,Nep}$ [km]	486.12	(1.95%)	487.43	(1.95%)	636.84	(2.55%)
		$R_{p,\oplus}$ [km]	304.77	(4.78%)	305.63	(4.79%)	383.43	(6.01%)
1.1 M_{\odot}	C-B	L_{\star} [L_{\odot}]	0.03	(2.32%)	0.04	(2.64%)	0.25	(11.43%)
		ρ_{\star} [ρ_{\odot}]	0.01	(1.66%)	0.02	(3.98%)	0.12	(30.55%)
		R_{\star} [R_{\odot}]	0.01	(0.52%)	0.02	(1.17%)	0.12	(8.52%)
		g_{\star} [g_{\odot}]	0.01	(1.09%)	0.02	(2.57%)	0.11	(19.46%)
		T_{eff} [K]	25.89	(0.43%)	38.65	(0.65%)	156.63	(2.68%)
		$R_{p,Jup}$ [km]	1005.91	(1.41%)	1388.58	(1.94%)	8737.58	(12.22%)
		$R_{p,Nep}$ [km]	605.84	(2.43%)	678.60	(2.72%)	3112.24	(12.47%)
		$R_{p,\oplus}$ [km]	358.00	(5.61%)	364.84	(5.72%)	897.68	(14.07%)
	C-Pa	L_{\star} [L_{\odot}]	0.05	(3.16%)	0.12	(5.92%)	0.55	(27.06%)
		ρ_{\star} [ρ_{\odot}]	0.07	(8.38%)	0.07	(9.08%)	0.11	(26.82%)
		R_{\star} [R_{\odot}]	0.03	(2.97%)	0.04	(3.30%)	0.15	(10.87%)
		g_{\star} [g_{\odot}]	0.05	(5.69%)	0.05	(6.20%)	0.10	(18.83%)
		T_{eff} [K]	31.17	(0.52%)	36.95	(0.62%)	98.04	(1.68%)
		$R_{p,Jup}$ [km]	2533.50	(3.54%)	2955.35	(4.13%)	11123.08	(15.56%)
		$R_{p,Nep}$ [km]	1012.90	(4.06%)	1135.85	(4.55%)	3932.10	(15.75%)
		$R_{p,\oplus}$ [km]	416.24	(6.53%)	432.75	(6.78%)	1087.62	(17.05%)
	C-Pb	L_{\star} [L_{\odot}]	0.03	(1.59%)	0.07	(3.72%)	0.38	(18.88%)
		ρ_{\star} [ρ_{\odot}]	0.04	(4.51%)	0.04	(4.94%)	0.06	(14.15%)
		R_{\star} [R_{\odot}]	0.02	(1.55%)	0.02	(1.71%)	0.07	(5.20%)
		g_{\star} [g_{\odot}]	0.03	(3.03%)	0.03	(3.33%)	0.05	(9.66%)
		T_{eff} [K]	33.83	(0.56%)	41.62	(0.70%)	137.69	(2.35%)
		$R_{p,Jup}$ [km]	1476.31	(2.06%)	1620.17	(2.27%)	5280.69	(7.39%)
		$R_{p,Nep}$ [km]	708.21	(2.84%)	738.53	(2.96%)	1939.76	(7.77%)
		$R_{p,\oplus}$ [km]	368.75	(5.78%)	372.36	(5.84%)	641.67	(10.06%)
	C-Y	L_{\star} [L_{\odot}]	0.04	(2.38%)	0.06	(3.35%)	0.32	(15.86%)
		ρ_{\star} [ρ_{\odot}]	0.02	(2.14%)	0.02	(3.17%)	0.06	(14.57%)
		R_{\star} [R_{\odot}]	0.01	(0.74%)	0.01	(1.13%)	0.08	(5.41%)
		g_{\star} [g_{\odot}]	0.01	(1.44%)	0.02	(2.15%)	0.06	(9.97%)
		T_{eff} [K]	14.99	(0.25%)	17.62	(0.30%)	67.76	(1.16%)
		$R_{p,Jup}$ [km]	1068.04	(1.49%)	1321.26	(1.85%)	5492.17	(7.68%)
		$R_{p,Nep}$ [km]	615.66	(2.47%)	662.01	(2.65%)	2014.06	(8.07%)
		$R_{p,\oplus}$ [km]	358.16	(5.62%)	362.84	(5.69%)	662.02	(10.38%)
1.2 M_{\odot}	C-B	L_{\star} [L_{\odot}]	0.05	(2.44%)	0.09	(3.19%)	0.60	(17.62%)
		ρ_{\star} [ρ_{\odot}]	0.01	(1.82%)	0.01	(3.80%)	0.07	(26.53%)
		R_{\star} [R_{\odot}]	0.01	(0.58%)	0.02	(1.14%)	0.13	(7.58%)
		g_{\star} [g_{\odot}]	0.01	(1.20%)	0.01	(2.46%)	0.07	(17.01%)
		T_{eff} [K]	23.18	(0.38%)	34.18	(0.56%)	96.78	(1.62%)
		$R_{p,Jup}$ [km]	1170.35	(1.64%)	1564.05	(2.19%)	9065.25	(12.68%)
		$R_{p,Nep}$ [km]	693.35	(2.78%)	770.27	(3.09%)	3245.27	(13.00%)
		$R_{p,\oplus}$ [km]	408.77	(6.41%)	416.67	(6.53%)	960.52	(15.06%)
	C-Pa	L_{\star} [L_{\odot}]	0.15	(6.34%)	0.29	(10.69%)	1.15	(41.86%)
		ρ_{\star} [ρ_{\odot}]	0.07	(11.66%)	0.07	(13.72%)	0.12	(40.60%)
		R_{\star} [R_{\odot}]	0.06	(4.38%)	0.08	(5.59%)	0.30	(18.81%)
		g_{\star} [g_{\odot}]	0.06	(8.02%)	0.06	(9.60%)	0.14	(29.36%)
		T_{eff} [K]	26.37	(0.43%)	40.66	(0.67%)	182.53	(3.00%)
		$R_{p,Jup}$ [km]	4280.42	(5.99%)	5943.24	(8.31%)	21542.80	(30.13%)
		$R_{p,Nep}$ [km]	1610.72	(6.45%)	2144.98	(8.59%)	7553.29	(30.26%)
		$R_{p,\oplus}$ [km]	567.63	(8.90%)	659.76	(10.34%)	1985.89	(31.14%)
	C-Pb	L_{\star} [L_{\odot}]	0.03	(1.17%)	0.08	(2.71%)	0.71	(23.75%)
		ρ_{\star} [ρ_{\odot}]	0.02	(3.53%)	0.03	(4.27%)	0.05	(16.81%)
		R_{\star} [R_{\odot}]	0.02	(1.21%)	0.02	(1.49%)	0.10	(6.16%)
		g_{\star} [g_{\odot}]	0.02	(2.37%)	0.02	(2.87%)	0.05	(11.47%)
		T_{eff} [K]	26.91	(0.43%)	32.09	(0.52%)	171.89	(2.86%)
		$R_{p,Jup}$ [km]	1460.41	(2.04%)	1712.14	(2.39%)	7250.49	(10.14%)
		$R_{p,Nep}$ [km]	756.16	(3.03%)	807.75	(3.24%)	2630.16	(10.54%)
		$R_{p,\oplus}$ [km]	415.51	(6.51%)	421.28	(6.61%)	827.34	(12.97%)
	C-Y	L_{\star} [L_{\odot}]	0.05	(2.29%)	0.07	(2.75%)	0.53	(17.86%)
		ρ_{\star} [ρ_{\odot}]	0.02	(2.48%)	0.02	(3.00%)	0.04	(15.22%)
		R_{\star} [R_{\odot}]	0.01	(0.83%)	0.01	(1.04%)	0.09	(5.58%)
		g_{\star} [g_{\odot}]	0.01	(1.66%)	0.01	(2.02%)	0.05	(10.39%)
		T_{eff} [K]	10.47	(0.17%)	13.40	(0.22%)	86.82	(1.45%)
		$R_{p,Jup}$ [km]	1210.93	(1.69%)	1398.76	(1.96%)	6486.18	(9.07%)
		$R_{p,Nep}$ [km]	694.30	(2.78%)	730.49	(2.93%)	2367.92	(9.49%)
		$R_{p,\oplus}$ [km]	407.40	(6.39%)	411.97	(6.46%)	764.74	(11.99%)

Suite sur la page suivante...

TABLE B.1 – Suite

@	Modèles	Var. Comp. (Δ)	Moyenne absolue		RMS		Maximum	
1.3 M \odot	C-B	L_\star [L \odot]	0.06	(2.10%)	0.07	(2.40%)	0.29	(7.40%)
		ρ_\star [ρ_\odot]	0.01	(3.44%)	0.02	(4.64%)	0.05	(22.65%)
		R_\star [R \odot]	0.02	(1.10%)	0.02	(1.45%)	0.12	(6.59%)
		g_\star [g_\odot]	0.01	(2.28%)	0.02	(3.04%)	0.06	(14.59%)
		T_{eff} [K]	43.34	(0.68%)	51.82	(0.82%)	149.48	(2.46%)
		$R_{\text{p,Jup}}$ [km]	1619.50	(2.27%)	1917.09	(2.68%)	8482.92	(11.87%)
		$R_{\text{p,Nep}}$ [km]	842.67	(3.38%)	902.08	(3.61%)	3060.05	(12.26%)
		$R_{\text{p},\oplus}$ [km]	462.96	(7.26%)	469.34	(7.36%)	939.10	(14.72%)
	C-Pa	L_\star [L \odot]	0.15	(4.83%)	0.17	(5.06%)	0.74	(18.57%)
		ρ_\star [ρ_\odot]	0.04	(8.21%)	0.04	(8.46%)	0.05	(19.98%)
		R_\star [R \odot]	0.04	(2.88%)	0.04	(2.99%)	0.14	(7.63%)
		g_\star [g_\odot]	0.04	(5.56%)	0.04	(5.75%)	0.06	(13.85%)
		T_{eff} [K]	18.35	(0.29%)	23.14	(0.36%)	61.95	(1.01%)
		$R_{\text{p,Jup}}$ [km]	3089.20	(4.32%)	3288.50	(4.60%)	9795.21	(13.70%)
		$R_{\text{p,Nep}}$ [km]	1240.87	(4.97%)	1297.69	(5.20%)	3505.41	(14.04%)
		$R_{\text{p},\oplus}$ [km]	518.18	(8.12%)	526.41	(8.25%)	1035.77	(16.24%)
	C-Pb	L_\star [L \odot]	0.04	(1.28%)	0.05	(1.51%)	0.15	(4.06%)
		ρ_\star [ρ_\odot]	0.01	(2.05%)	0.01	(2.33%)	0.03	(3.98%)
		R_\star [R \odot]	0.01	(0.67%)	0.01	(0.77%)	0.02	(1.35%)
		g_\star [g_\odot]	0.01	(1.39%)	0.01	(1.57%)	0.02	(3.49%)
		T_{eff} [K]	34.80	(0.54%)	44.57	(0.71%)	100.32	(1.62%)
		$R_{\text{p,Jup}}$ [km]	1236.11	(1.73%)	1250.36	(1.75%)	1595.13	(2.23%)
		$R_{\text{p,Nep}}$ [km]	742.74	(2.98%)	745.86	(2.99%)	900.12	(3.61%)
		$R_{\text{p},\oplus}$ [km]	449.18	(7.04%)	451.08	(7.07%)	568.71	(8.92%)
	C-Y	L_\star [L \odot]	0.07	(2.26%)	0.07	(2.37%)	0.25	(6.31%)
		ρ_\star [ρ_\odot]	0.03	(6.49%)	0.03	(7.15%)	0.04	(11.34%)
		R_\star [R \odot]	0.03	(2.06%)	0.03	(2.26%)	0.06	(3.53%)
		g_\star [g_\odot]	0.03	(4.28%)	0.03	(4.71%)	0.04	(7.43%)
		T_{eff} [K]	33.76	(0.53%)	46.45	(0.74%)	101.18	(1.64%)
		$R_{\text{p,Jup}}$ [km]	2391.49	(3.35%)	2612.83	(3.65%)	4666.35	(6.53%)
		$R_{\text{p,Nep}}$ [km]	1043.35	(4.18%)	1094.50	(4.38%)	1801.75	(7.22%)
		$R_{\text{p},\oplus}$ [km]	489.03	(7.67%)	495.35	(7.77%)	694.61	(10.89%)
1000 Ma	C-B	L_\star [L \odot]	0.68	(10.96%)	1.52	(20.30%)	5.38	(58.30%)
		ρ_\star [ρ_\odot]	0.06	(9.16%)	0.08	(15.71%)	0.17	(47.03%)
		R_\star [R \odot]	0.05	(3.41%)	0.10	(6.05%)	0.30	(17.58%)
		g_\star [g_\odot]	0.04	(4.74%)	0.05	(7.60%)	0.12	(21.21%)
		T_{eff} [K]	126.82	(1.79%)	253.46	(3.39%)	858.36	(11.14%)
		$R_{\text{p,Jup}}$ [km]	3962.23	(5.54%)	7058.29	(9.87%)	21475.05	(30.04%)
		$R_{\text{p,Nep}}$ [km]	1553.69	(6.22%)	2515.39	(10.08%)	7534.07	(30.18%)
		$R_{\text{p},\oplus}$ [km]	552.49	(8.66%)	727.51	(11.41%)	1988.64	(31.18%)
	C-Pa	L_\star [L \odot]	0.11	(3.22%)	0.18	(3.61%)	0.55	(8.49%)
		ρ_\star [ρ_\odot]	0.10	(6.03%)	0.18	(7.89%)	0.82	(24.84%)
		R_\star [R \odot]	0.02	(1.99%)	0.02	(2.53%)	0.04	(7.14%)
		g_\star [g_\odot]	0.05	(4.01%)	0.08	(5.20%)	0.30	(15.95%)
		T_{eff} [K]	63.06	(1.11%)	79.58	(1.55%)	248.29	(6.34%)
		$R_{\text{p,Jup}}$ [km]	1704.46	(2.38%)	1870.76	(2.62%)	3028.83	(4.24%)
		$R_{\text{p,Nep}}$ [km]	788.36	(3.16%)	825.08	(3.31%)	1169.51	(4.69%)
		$R_{\text{p},\oplus}$ [km]	385.76	(6.05%)	400.75	(6.28%)	544.14	(8.53%)
	C-Pb	L_\star [L \odot]	0.03	(1.99%)	0.04	(3.42%)	0.09	(17.20%)
		ρ_\star [ρ_\odot]	0.10	(5.92%)	0.22	(8.14%)	1.07	(32.12%)
		R_\star [R \odot]	0.02	(1.89%)	0.02	(2.45%)	0.05	(8.88%)
		g_\star [g_\odot]	0.05	(3.90%)	0.08	(5.29%)	0.38	(20.42%)
		T_{eff} [K]	67.14	(1.27%)	95.88	(2.13%)	369.77	(9.44%)
		$R_{\text{p,Jup}}$ [km]	1626.63	(2.28%)	1792.97	(2.51%)	3612.03	(5.05%)
		$R_{\text{p,Nep}}$ [km]	758.28	(3.04%)	803.75	(3.22%)	1417.65	(5.68%)
		$R_{\text{p},\oplus}$ [km]	381.10	(5.98%)	397.91	(6.24%)	616.28	(9.66%)
	C-Y	L_\star [L \odot]	0.07	(2.90%)	0.10	(3.26%)	0.22	(7.80%)
		ρ_\star [ρ_\odot]	0.11	(7.82%)	0.20	(9.43%)	0.62	(20.40%)
		R_\star [R \odot]	0.03	(2.32%)	0.03	(2.82%)	0.06	(5.88%)
		g_\star [g_\odot]	0.06	(5.02%)	0.08	(6.08%)	0.23	(13.01%)
		T_{eff} [K]	55.46	(1.06%)	74.38	(1.63%)	193.26	(4.68%)
		$R_{\text{p,Jup}}$ [km]	2066.62	(2.89%)	2368.57	(3.31%)	4214.70	(5.90%)
		$R_{\text{p,Nep}}$ [km]	886.39	(3.55%)	968.51	(3.88%)	1646.00	(6.59%)
		$R_{\text{p},\oplus}$ [km]	399.37	(6.26%)	421.19	(6.60%)	652.29	(10.23%)
3162 Ma	C-B	L_\star [L \odot]	0.77	(11.43%)	1.72	(20.89%)	6.08	(59.61%)
		ρ_\star [ρ_\odot]	0.07	(17.08%)	0.10	(34.34%)	0.24	(126.49%)
		R_\star [R \odot]	0.08	(4.79%)	0.17	(9.12%)	0.59	(28.63%)
		g_\star [g_\odot]	0.05	(9.06%)	0.08	(17.49%)	0.24	(61.67%)
		T_{eff} [K]	74.63	(1.13%)	128.78	(1.84%)	375.26	(5.24%)
		$R_{\text{p,Jup}}$ [km]	6300.10	(8.81%)	12427.26	(17.38%)	42546.85	(59.51%)
		$R_{\text{p,Nep}}$ [km]	2367.90	(9.49%)	4372.80	(17.52%)	14882.10	(59.62%)
		$R_{\text{p},\oplus}$ [km]	758.81	(11.90%)	1176.20	(18.44%)	3850.87	(60.38%)
	C-Pa	L_\star [L \odot]	0.16	(3.80%)	0.28	(4.45%)	0.92	(9.03%)
		ρ_\star [ρ_\odot]	0.09	(5.79%)	0.19	(7.79%)	0.86	(26.32%)
		R_\star [R \odot]	0.02	(1.90%)	0.02	(2.45%)	0.04	(7.50%)
		g_\star [g_\odot]	0.05	(3.84%)	0.08	(5.11%)	0.31	(16.86%)
		T_{eff} [K]	76.86	(1.32%)	103.21	(1.84%)	256.52	(6.56%)
		$R_{\text{p,Jup}}$ [km]	1693.80	(2.37%)	1829.94	(2.56%)	3079.65	(4.31%)
		$R_{\text{p,Nep}}$ [km]	802.37	(3.21%)	838.76	(3.36%)	1224.36	(4.91%)
		$R_{\text{p},\oplus}$ [km]	404.50	(6.34%)	425.33	(6.67%)	682.98	(10.71%)
	C-Pb	L_\star [L \odot]	0.03	(1.92%)	0.07	(3.37%)	0.32	(17.14%)
		ρ_\star [ρ_\odot]	0.10	(7.98%)	0.22	(10.87%)	1.10	(33.65%)
		R_\star [R \odot]	0.03	(2.46%)	0.05	(3.23%)	0.14	(9.23%)
		g_\star [g_\odot]	0.05	(5.21%)	0.09	(7.03%)	0.40	(21.35%)

Suite sur la page suivante...

TABLE B.1 – Suite

@	Modèles	Var. Comp. (Δ)	Moyenne absolue		RMS		Maximum	
501 Ma	C-Pb	T_{eff} [K]	97.13	(1.71%)	138.42	(2.57%)	377.17	(9.64%)
		$R_{\text{p,Jup}}$ [km]	2473.44	(3.46%)	3383.72	(4.73%)	10090.08	(14.11%)
		$R_{\text{p,Nep}}$ [km]	1037.32	(4.16%)	1300.40	(5.21%)	3635.55	(14.56%)
		$R_{\text{p},\oplus}$ [km]	444.18	(6.96%)	495.36	(7.77%)	1109.76	(17.40%)
	C-Y	L_{\star} [L_{\odot}]	0.04	(2.06%)	0.05	(2.53%)	0.13	(7.59%)
		ρ_{\star} [ρ_{\odot}]	0.11	(9.38%)	0.20	(11.75%)	0.64	(26.00%)
		R_{\star} [R_{\odot}]	0.04	(2.74%)	0.05	(3.43%)	0.15	(7.16%)
		g_{\star} [g_{\odot}]	0.06	(6.01%)	0.09	(7.54%)	0.24	(16.43%)
		T_{eff} [K]	77.87	(1.38%)	107.32	(1.96%)	282.09	(4.77%)
		$R_{\text{p,Jup}}$ [km]	2769.91	(3.87%)	3704.20	(5.18%)	10735.96	(15.02%)
		$R_{\text{p,Nep}}$ [km]	1127.55	(4.52%)	1402.83	(5.62%)	3854.47	(15.44%)
		$R_{\text{p},\oplus}$ [km]	458.28	(7.19%)	513.28	(8.05%)	1156.99	(18.14%)
	C-B	L_{\star} [L_{\odot}]	0.06	(3.02%)	0.20	(4.97%)	1.33	(26.65%)
		ρ_{\star} [ρ_{\odot}]	0.04	(4.48%)	0.07	(9.16%)	0.21	(51.50%)
		R_{\star} [R_{\odot}]	0.02	(1.22%)	0.05	(2.69%)	0.28	(14.37%)
		g_{\star} [g_{\odot}]	0.02	(2.65%)	0.03	(5.39%)	0.11	(29.82%)
		T_{eff} [K]	29.21	(0.53%)	35.36	(0.63%)	111.46	(1.82%)
		$R_{\text{p,Jup}}$ [km]	1637.65	(2.29%)	3561.87	(4.98%)	20004.56	(27.98%)
		$R_{\text{p,Nep}}$ [km]	785.75	(3.15%)	1331.88	(5.34%)	7034.76	(28.18%)
		$R_{\text{p},\oplus}$ [km]	380.32	(5.96%)	468.76	(7.35%)	1885.03	(29.55%)
	C-Pa	L_{\star} [L_{\odot}]	0.06	(3.42%)	0.09	(3.90%)	0.27	(8.12%)
		ρ_{\star} [ρ_{\odot}]	0.12	(8.22%)	0.22	(10.26%)	0.85	(27.06%)
		R_{\star} [R_{\odot}]	0.03	(2.73%)	0.04	(3.34%)	0.11	(7.68%)
		g_{\star} [g_{\odot}]	0.06	(5.49%)	0.09	(6.81%)	0.31	(17.32%)
		T_{eff} [K]	44.08	(0.95%)	73.93	(1.73%)	256.81	(6.56%)
		$R_{\text{p,Jup}}$ [km]	2396.37	(3.35%)	3033.25	(4.24%)	7981.08	(11.16%)
		$R_{\text{p,Nep}}$ [km]	973.91	(3.90%)	1161.43	(4.65%)	2910.29	(11.66%)
		$R_{\text{p},\oplus}$ [km]	398.78	(6.25%)	438.16	(6.87%)	935.53	(14.67%)
	C-Pb	L_{\star} [L_{\odot}]	0.03	(2.57%)	0.06	(3.93%)	0.23	(16.17%)
		ρ_{\star} [ρ_{\odot}]	0.11	(5.16%)	0.26	(9.11%)	1.09	(34.74%)
		R_{\star} [R_{\odot}]	0.01	(1.58%)	0.02	(2.63%)	0.05	(9.47%)
		g_{\star} [g_{\odot}]	0.05	(3.36%)	0.10	(5.85%)	0.40	(22.00%)
		T_{eff} [K]	64.69	(1.37%)	103.68	(2.45%)	374.70	(9.57%)
		$R_{\text{p,Jup}}$ [km]	1258.59	(1.76%)	1452.63	(2.03%)	3923.23	(5.49%)
		$R_{\text{p,Nep}}$ [km]	655.52	(2.63%)	696.13	(2.79%)	1392.24	(5.58%)
		$R_{\text{p},\oplus}$ [km]	352.60	(5.53%)	368.18	(5.77%)	622.21	(9.76%)
5012 Ma	C-Y	L_{\star} [L_{\odot}]	0.04	(3.07%)	0.08	(3.52%)	0.48	(9.64%)
		ρ_{\star} [ρ_{\odot}]	0.13	(7.57%)	0.23	(9.90%)	0.62	(20.92%)
		R_{\star} [R_{\odot}]	0.02	(2.21%)	0.03	(2.90%)	0.08	(6.11%)
		g_{\star} [g_{\odot}]	0.06	(4.86%)	0.09	(6.37%)	0.23	(13.46%)
		T_{eff} [K]	61.79	(1.29%)	84.09	(1.92%)	195.35	(4.83%)
		$R_{\text{p,Jup}}$ [km]	1796.48	(2.51%)	2145.01	(3.00%)	5802.39	(8.12%)
		$R_{\text{p,Nep}}$ [km]	799.13	(3.20%)	887.83	(3.56%)	2186.98	(8.76%)
		$R_{\text{p},\oplus}$ [km]	371.26	(5.82%)	394.18	(6.18%)	788.98	(12.37%)
	C-B	L_{\star} [L_{\odot}]	0.04	(3.41%)	0.14	(5.37%)	1.06	(31.48%)
		ρ_{\star} [ρ_{\odot}]	0.06	(4.18%)	0.09	(8.46%)	0.25	(53.57%)
		R_{\star} [R_{\odot}]	0.01	(1.23%)	0.04	(2.49%)	0.24	(14.58%)
		g_{\star} [g_{\odot}]	0.03	(2.53%)	0.04	(5.03%)	0.14	(31.27%)
		T_{eff} [K]	30.02	(0.56%)	36.30	(0.67%)	97.72	(1.64%)
		$R_{\text{p,Jup}}$ [km]	1373.98	(1.92%)	2739.62	(3.83%)	17327.13	(24.24%)
		$R_{\text{p,Nep}}$ [km]	670.60	(2.69%)	1045.53	(4.19%)	6092.00	(24.41%)
		$R_{\text{p},\oplus}$ [km]	333.97	(5.24%)	390.92	(6.13%)	1630.37	(25.56%)
	C-Pa	L_{\star} [L_{\odot}]	0.11	(6.19%)	0.26	(10.67%)	1.06	(39.95%)
		ρ_{\star} [ρ_{\odot}]	0.14	(9.58%)	0.25	(14.08%)	0.83	(39.31%)
		R_{\star} [R_{\odot}]	0.04	(3.39%)	0.07	(5.35%)	0.29	(18.04%)
		g_{\star} [g_{\odot}]	0.07	(6.47%)	0.10	(9.64%)	0.31	(28.35%)
		T_{eff} [K]	52.20	(1.13%)	82.75	(1.93%)	253.67	(6.46%)
		$R_{\text{p,Jup}}$ [km]	2936.89	(4.11%)	5238.82	(7.33%)	20829.13	(29.13%)
		$R_{\text{p,Nep}}$ [km]	1159.62	(4.65%)	1877.18	(7.52%)	7307.62	(29.28%)
		$R_{\text{p},\oplus}$ [km]	428.18	(6.71%)	558.14	(8.75%)	1929.15	(30.25%)
	C-Pb	L_{\star} [L_{\odot}]	0.04	(3.57%)	0.10	(5.41%)	0.66	(23.61%)
		ρ_{\star} [ρ_{\odot}]	0.13	(5.98%)	0.28	(10.33%)	1.05	(34.38%)
		R_{\star} [R_{\odot}]	0.02	(1.83%)	0.02	(3.04%)	0.10	(9.39%)
		g_{\star} [g_{\odot}]	0.06	(3.91%)	0.11	(6.67%)	0.39	(21.79%)
		T_{eff} [K]	63.86	(1.42%)	109.13	(2.62%)	367.77	(9.37%)
		$R_{\text{p,Jup}}$ [km]	1408.17	(1.97%)	1899.96	(2.66%)	7049.58	(9.86%)
		$R_{\text{p,Nep}}$ [km]	674.36	(2.70%)	786.29	(3.15%)	2563.62	(10.27%)
		$R_{\text{p},\oplus}$ [km]	331.74	(5.20%)	349.01	(5.47%)	814.90	(12.78%)
	C-Y	L_{\star} [L_{\odot}]	0.03	(3.17%)	0.08	(4.36%)	0.50	(18.94%)
		ρ_{\star} [ρ_{\odot}]	0.15	(6.72%)	0.25	(9.91%)	0.62	(21.77%)
		R_{\star} [R_{\odot}]	0.02	(2.10%)	0.02	(3.02%)	0.08	(6.34%)
		g_{\star} [g_{\odot}]	0.06	(4.40%)	0.10	(6.45%)	0.23	(14.01%)
		T_{eff} [K]	69.39	(1.50%)	94.43	(2.19%)	210.80	(5.18%)
		$R_{\text{p,Jup}}$ [km]	1527.16	(2.14%)	1852.81	(2.59%)	5909.95	(8.27%)
		$R_{\text{p,Nep}}$ [km]	704.87	(2.82%)	772.45	(3.09%)	2172.17	(8.70%)
		$R_{\text{p},\oplus}$ [km]	334.39	(5.24%)	346.99	(5.44%)	720.13	(11.29%)
C-B	C-B	L_{\star} [L_{\odot}]	0.02	(3.24%)	0.02	(3.60%)	0.09	(5.86%)
		ρ_{\star} [ρ_{\odot}]	0.09	(4.49%)	0.12	(5.35%)	0.25	(9.84%)
		R_{\star} [R_{\odot}]	0.01	(1.34%)	0.01	(1.58%)	0.04	(3.20%)
		g_{\star} [g_{\odot}]	0.04	(2.83%)	0.05	(3.35%)	0.10	(5.93%)
		T_{eff} [K]	27.47	(0.55%)	34.90	(0.69%)	77.47	(1.46%)
		$R_{\text{p,Jup}}$ [km]	980.94	(1.37%)	1026.47	(1.44%)	2878.63	(4.03%)
		$R_{\text{p,Nep}}$ [km]	499.75	(2.00%)	508.31	(2.04%)	1131.51	(4.53%)
		$R_{\text{p},\oplus}$ [km]	271.53	(4.26%)	276.15	(4.33%)	455.06	(7.13%)

Suite sur la page suivante...

TABLE B.1 – Suite

@	Modèles	Var. Comp. (Δ)	Moyenne absolue		RMS		Maximum	
7943 Ma	C-Pa	L_\star [L_\odot]	0.01	(3.24%)	0.02	(3.57%)	0.07	(6.77%)
		ρ_\star [ρ_\odot]	0.18	(8.02%)	0.28	(10.99%)	0.83	(27.93%)
		R_\star [R_\odot]	0.02	(2.46%)	0.02	(3.27%)	0.05	(7.90%)
		g_\star [g_\odot]	0.08	(5.23%)	0.11	(7.12%)	0.31	(17.85%)
		T_{eff} [K]	48.68	(1.15%)	87.67	(2.14%)	250.28	(6.35%)
		$R_{\text{p,Jup}}$ [km]	1461.89	(2.04%)	1657.83	(2.32%)	3340.92	(4.67%)
		$R_{\text{p,Nep}}$ [km]	645.71	(2.59%)	681.89	(2.73%)	1193.75	(4.78%)
		$R_{\text{p},\oplus}$ [km]	296.57	(4.65%)	299.58	(4.70%)	427.07	(6.70%)
	C-Pb	L_\star [L_\odot]	0.01	(3.64%)	0.01	(4.69%)	0.03	(14.67%)
		ρ_\star [ρ_\odot]	0.17	(6.82%)	0.31	(11.50%)	0.99	(33.33%)
		R_\star [R_\odot]	0.01	(2.01%)	0.02	(3.31%)	0.05	(9.15%)
		g_\star [g_\odot]	0.07	(4.46%)	0.12	(7.40%)	0.37	(21.15%)
		T_{eff} [K]	69.85	(1.63%)	119.37	(2.91%)	354.81	(9.00%)
		$R_{\text{p,Jup}}$ [km]	1271.78	(1.78%)	1593.03	(2.23%)	3864.42	(5.41%)
		$R_{\text{p,Nep}}$ [km]	605.38	(2.43%)	662.79	(2.66%)	1372.90	(5.50%)
		$R_{\text{p},\oplus}$ [km]	293.10	(4.60%)	296.77	(4.65%)	390.51	(6.12%)
	C-Y	L_\star [L_\odot]	0.01	(2.90%)	0.01	(3.62%)	0.03	(8.65%)
		ρ_\star [ρ_\odot]	0.18	(7.84%)	0.27	(10.94%)	0.59	(20.89%)
		R_\star [R_\odot]	0.02	(2.40%)	0.02	(3.27%)	0.04	(6.11%)
		g_\star [g_\odot]	0.08	(5.11%)	0.11	(7.09%)	0.22	(13.46%)
		T_{eff} [K]	83.83	(1.87%)	107.94	(2.53%)	206.75	(5.25%)
		$R_{\text{p,Jup}}$ [km]	1447.48	(2.02%)	1646.57	(2.30%)	2786.30	(3.90%)
		$R_{\text{p,Nep}}$ [km]	648.52	(2.60%)	678.56	(2.72%)	1010.14	(4.05%)
		$R_{\text{p},\oplus}$ [km]	297.35	(4.66%)	299.09	(4.69%)	391.13	(6.13%)



Étude homogène de systèmes en transit

Cette annexe est liée à la [section 4.5](#). Elle résume les solutions complètes trouvées pour l'analyse homogène de 23 systèmes en transits, faite avec SET et CESAM. Aucune modélisation planétaire n'a été effectuée pour le moment. Les contraintes primaires utilisées pour l'analyse sont $(T_{\text{eff}}, \rho_{\star}, \log g_{\star})$, avec une métallicité autorisée à prendre des valeurs entre -2 et $+2\sigma$. Puisque pour tous les systèmes différentes déterminations des contraintes primaires ont été publiées, j'ai fait plusieurs analyses pour chacun. Cela reflète généralement les incertitudes pouvant venir des analyses des courbes de lumière ou de la spectroscopie. Les masses et les rayons planétaires sont calculées pour chaque solution stellaire, en ne supposant aucune erreur sur l'excentricité e , l'inclinaison i ... (voir [équation 2.65](#)), le but étant ici de faire une analyse homogène des systèmes.

La [table C.1](#) montre les références utilisées pour les analyses SET. Les solutions sont présentées en deux parties distinctes (si nécessaire) : sur la phase PMS de l'étoile (*c.-à-d.* avec un âge inférieur à 500 Ma ; voir [table C.3](#)), et sur la MS ([table C.2](#)).

Comme pour la [section 4.4](#), les figures [C.1](#) à [C.22](#) présentent les solutions des analyses des 23 systèmes (pour des contraintes primaires les plus cohérentes spectroscopiquement) sous forme de diagramme masse-rayon pour l'étoile centrale, et de contraintes sur le rayon de la planète en fonction de l'âge. Les codes couleurs sont donc les mêmes.

# Réf.	Référence
1	Bouchy <i>et al.</i> (2004)
2	Santos <i>et al.</i> (2004)
3	Bouchy <i>et al.</i> (2005)
4	Sato <i>et al.</i> (2005)
5	McCullough <i>et al.</i> (2006)
6	Santos <i>et al.</i> (2006)
7	Bakos <i>et al.</i> (2007)
8	Burke <i>et al.</i> (2007)
9	O'Donovan <i>et al.</i> (2007)
10	Fischer <i>et al.</i> (2007)
11	Gillon <i>et al.</i> (2007)
12	Kovács <i>et al.</i> (2007)
13	Minniti <i>et al.</i> (2007)
14	Narita <i>et al.</i> (2007)
15	Pont <i>et al.</i> (2007)
16	Winn <i>et al.</i> (2007b)
17	Winn <i>et al.</i> (2007a)
18	Johnson <i>et al.</i> (2008)
19	Noyes <i>et al.</i> (2008)
20	Pál <i>et al.</i> (2008)
21	Pont <i>et al.</i> (2008)
22	Torres <i>et al.</i> (2008)
23	Winn <i>et al.</i> (2008)
24	Ammler-von Eiff <i>et al.</i> (2009)
25	Daemgen <i>et al.</i> (2009)
26	Fernandez <i>et al.</i> (2009)
27	Pont <i>et al.</i> (2009)
28	Sozzetti <i>et al.</i> (2009)
29	Winn <i>et al.</i> (2009c)
30	Winn <i>et al.</i> (2009a)
31	Winn <i>et al.</i> (2009b)
32	Pál <i>et al.</i> (2010)
33	Sozzetti <i>et al.</i> (2007)

TABLE C.1 – Références de l'analyse homogène des systèmes en transit.

TABLE C.2: Paramètres stellaires et planétaires (âge > 500 Ma), issues d'une analyse homogène faite avec CESAM.

Système	M_* [M_\odot]	R_* [R_\odot]	M_p [M_{Jup}]	R_p [R_{Jup}]	âge [Ma]	T_{eff} [K]	$\log g_*$ [cm/s^2]	[Fe/H]	Ref.
HAT-P-1	1.188 ± 0.009	1.136 ± 0.017	0.532 ± 0.016	1.243 ± 0.018	1006 ± 340	6083 ± 20	4.402 ± 0.012	0.224 ± 0.016	7, 24
HAT-P-1	1.184 ± 0.011	1.121 ± 0.017	0.529 ± 0.016	1.232 ± 0.019	830 ± 249	6080 ± 25	4.412 ± 0.011	0.213 ± 0.023	18, 24
HAT-P-1	1.188 ± 0.009	1.136 ± 0.017	0.532 ± 0.016	1.243 ± 0.018	1006 ± 340	6083 ± 20	4.402 ± 0.012	0.224 ± 0.016	22, 24
HAT-P-1	1.183 ± 0.011	1.121 ± 0.019	0.519 ± 0.017	1.211 ± 0.020	842 ± 270	6079 ± 25	4.412 ± 0.012	0.213 ± 0.023	16, 24
HAT-P-1	1.119 ± 0.009	1.126 ± 0.028	0.524 ± 0.026	1.232 ± 0.031	2861 ± 456	5975 ± 27	4.384 ± 0.020	0.132 ± 0.018	7
HAT-P-1	1.130 ± 0.047	1.131 ± 0.026	0.527 ± 0.024	1.237 ± 0.028	2728 ± 1428	6001 ± 117	4.384 ± 0.018	0.137 ± 0.046	22
HAT-P-1	1.132 ± 0.044	1.108 ± 0.032	0.507 ± 0.030	1.197 ± 0.035	2197 ± 1419	6011 ± 112	4.402 ± 0.024	0.133 ± 0.045	16, 22
HAT-P-2	1.388 ± 0.033	1.658 ± 0.061	9.249 ± 0.684	1.166 ± 0.043	2190 ± 251	6286 ± 50	4.142 ± 0.024	0.140 ± 0.044	32
HAT-P-2	1.329 ± 0.052	1.512 ± 0.088	9.606 ± 1.124	1.007 ± 0.059	2216 ± 544	6290 ± 93	4.204 ± 0.039	0.118 ± 0.046	22
HAT-P-4	1.357 ± 0.024	1.644 ± 0.032	0.728 ± 0.029	1.313 ± 0.026	2715 ± 340	6066 ± 55	4.139 ± 0.013	0.347 ± 0.049	12, 24
HAT-P-4	1.357 ± 0.024	1.644 ± 0.032	0.728 ± 0.029	1.313 ± 0.026	2715 ± 340	6066 ± 55	4.139 ± 0.013	0.347 ± 0.049	22, 24
HAT-P-4	1.254 ± 0.035	1.598 ± 0.034	0.688 ± 0.029	1.276 ± 0.027	4519 ± 652	5859 ± 53	4.129 ± 0.012	0.245 ± 0.042	12
HAT-P-4	1.251 ± 0.031	1.597 ± 0.016	0.686 ± 0.014	1.275 ± 0.013	4568 ± 588	5859 ± 26	4.128 ± 0.006	0.243 ± 0.041	22
HAT-P-6	1.471 ± 0.024	1.533 ± 0.027	1.163 ± 0.042	1.394 ± 0.025	603 ± 109	6833 ± 54	4.234 ± 0.011	-0.117 ± 0.061	19, 24
HAT-P-6	1.471 ± 0.024	1.533 ± 0.027	1.163 ± 0.042	1.394 ± 0.025	603 ± 109	6833 ± 54	4.234 ± 0.011	-0.117 ± 0.061	22, 24
HAT-P-6	1.370 ± 0.033	1.490 ± 0.033	1.098 ± 0.049	1.354 ± 0.030	1304 ± 342	6605 ± 78	4.228 ± 0.017	-0.124 ± 0.040	19
HAT-P-6	1.369 ± 0.033	1.482 ± 0.040	1.087 ± 0.058	1.348 ± 0.036	1270 ± 365	6607 ± 79	4.232 ± 0.020	-0.120 ± 0.039	22
HAT-P-7	1.526 ± 0.042	1.925 ± 0.076	1.812 ± 0.144	1.426 ± 0.057	1711 ± 302	6321 ± 83	4.053 ± 0.027	0.254 ± 0.047	20
HAT-P-7	1.590 ± 0.008	1.912 ± 0.030	1.444 ± 0.046	1.553 ± 0.025	1068 ± 88	6498 ± 29	4.076 ± 0.013	0.309 ± 0.036	29, 24
HAT-P-7	1.560 ± 0.025	1.813 ± 0.067	1.681 ± 0.125	1.347 ± 0.050	981 ± 142	6516 ± 48	4.115 ± 0.027	0.311 ± 0.039	24
HAT-P-7	1.590 ± 0.008	1.912 ± 0.030	1.443 ± 0.046	1.553 ± 0.025	1068 ± 88	6498 ± 29	4.076 ± 0.013	0.309 ± 0.036	29, 24
HD 17156	1.234 ± 0.006	1.355 ± 0.019	2.522 ± 0.071	0.959 ± 0.014	2947 ± 98	6083 ± 9	4.265 ± 0.010	0.229 ± 0.002	30, 24
HD 17156	1.252 ± 0.026	1.403 ± 0.070	2.708 ± 0.272	0.993 ± 0.049	2960 ± 290	6088 ± 38	4.243 ± 0.035	0.227 ± 0.005	30, 10
HD 17156	1.290 ± 0.038	1.490 ± 0.077	3.056 ± 0.318	1.054 ± 0.055	2934 ± 443	6094 ± 71	4.203 ± 0.035	0.250 ± 0.027	30
HD 80606	1.026 ± 0.026	0.962 ± 0.038	3.693 ± 0.294	0.964 ± 0.038	2720 ± 1959	5584 ± 66	4.483 ± 0.035	0.320 ± 0.053	24
HD 80606	1.026 ± 0.026	0.962 ± 0.038	3.688 ± 0.294	0.964 ± 0.038	2720 ± 1959	5584 ± 66	4.483 ± 0.035	0.320 ± 0.053	27, 24
HD 80606	1.028 ± 0.027	0.952 ± 0.024	4.068 ± 0.206	0.957 ± 0.024	2277 ± 1653	5587 ± 67	4.493 ± 0.024	0.319 ± 0.052	31, 24
HD 80606	1.035 ± 0.035	0.961 ± 0.022	3.681 ± 0.169	0.963 ± 0.022	2324 ± 1582	5600 ± 93	4.488 ± 0.017	0.341 ± 0.058	31
HD 80606	1.026 ± 0.026	0.962 ± 0.038	3.693 ± 0.294	0.964 ± 0.038	2720 ± 1959	5584 ± 66	4.483 ± 0.035	0.320 ± 0.053	2
HD 80606	1.026 ± 0.026	0.962 ± 0.038	3.688 ± 0.294	0.964 ± 0.038	2720 ± 1959	5584 ± 66	4.483 ± 0.035	0.320 ± 0.053	27, 2
HD 80606	1.028 ± 0.027	0.952 ± 0.024	4.068 ± 0.206	0.957 ± 0.024	2277 ± 1653	5587 ± 67	4.493 ± 0.024	0.319 ± 0.052	31, 2
HD 80606	1.035 ± 0.036	0.958 ± 0.020	4.119 ± 0.172	0.963 ± 0.020	2249 ± 1554	5598 ± 94	4.490 ± 0.015	0.340 ± 0.058	31
HD 149026	1.285 ± 0.025	1.341 ± 0.077	0.381 ± 0.044	0.641 ± 0.037	1656 ± 446	6163 ± 33	4.293 ± 0.043	0.360 ± 0.028	22, 24
HD 149026	1.293 ± 0.031	1.375 ± 0.076	0.400 ± 0.044	0.657 ± 0.036	1847 ± 457	6157 ± 46	4.274 ± 0.040	0.363 ± 0.048	22
HD 149026	1.285 ± 0.025	1.341 ± 0.077	0.382 ± 0.044	0.641 ± 0.037	1656 ± 446	6163 ± 33	4.293 ± 0.043	0.360 ± 0.028	23, 24
HD 149026	1.285 ± 0.025	1.341 ± 0.077	0.383 ± 0.044	0.641 ± 0.037	1656 ± 446	6163 ± 33	4.293 ± 0.043	0.360 ± 0.028	4, 24
HD 149026	1.292 ± 0.029	1.387 ± 0.072	0.409 ± 0.043	0.663 ± 0.034	1981 ± 393	6144 ± 47	4.266 ± 0.037	0.362 ± 0.028	23, 4
HD 189733	0.830 ± 0.007	0.759 ± 0.005	1.153 ± 0.015	1.272 ± 0.008	2421 ± 388	5093 ± 29	4.596 ± 0.003	-0.066 ± 0.003	3, 24
HD 189733	0.830 ± 0.007	0.759 ± 0.005	1.153 ± 0.015	1.143 ± 0.007	2421 ± 388	5093 ± 29	4.596 ± 0.003	-0.066 ± 0.003	22, 24
HD 189733	0.826 ± 0.011	0.750 ± 0.013	1.148 ± 0.041	1.150 ± 0.020	1856 ± 1823	5052 ± 49	4.604 ± 0.015	-0.053 ± 0.017	17, 24
HD 189733	0.830 ± 0.007	0.759 ± 0.005	1.153 ± 0.015	1.272 ± 0.008	2421 ± 388	5093 ± 29	4.596 ± 0.003	-0.066 ± 0.003	3
HD 189733	0.829 ± 0.020	0.762 ± 0.007	1.162 ± 0.020	1.147 ± 0.010	3276 ± 1583	5048 ± 48	4.592 ± 0.007	-0.013 ± 0.055	22
HD 189733	0.827 ± 0.018	0.758 ± 0.014	1.171 ± 0.042	1.162 ± 0.021	2818 ± 2239	5040 ± 50	4.596 ± 0.016	-0.017 ± 0.052	17
HD 209458	1.136 ± 0.008	1.161 ± 0.005	0.692 ± 0.006	1.366 ± 0.006	2633 ± 165	6116 ± 17	4.364 ± 0.002	0.018 ± 0.027	22, 24
HD 209458	1.119 ± 0.017	1.154 ± 0.007	0.684 ± 0.008	1.358 ± 0.008	3115 ± 426	6073 ± 29	4.362 ± 0.003	0.019 ± 0.028	22
OGLE-TR-10	1.202 ± 0.030	1.174 ± 0.057	0.645 ± 0.063	1.257 ± 0.061	1366 ± 761	6076 ± 66	4.379 ± 0.036	0.278 ± 0.059	15, 24
OGLE-TR-10	1.202 ± 0.030	1.174 ± 0.057	0.645 ± 0.063	1.257 ± 0.061	1366 ± 761	6076 ± 66	4.379 ± 0.036	0.278 ± 0.059	22, 24
OGLE-TR-10	1.128 ± 0.034	1.115 ± 0.053	0.582 ± 0.056	1.194 ± 0.056	2368 ± 1370	5975 ± 69	4.397 ± 0.040	0.161 ± 0.058	15, 15
OGLE-TR-10	1.202 ± 0.030	1.174 ± 0.057	0.645 ± 0.063	1.257 ± 0.061	1366 ± 761	6076 ± 66	4.379 ± 0.036	0.278 ± 0.059	15, 6
OGLE-TR-10	1.202 ± 0.030	1.174 ± 0.057	0.645 ± 0.063	1.257 ± 0.061	1366 ± 761	6076 ± 66	4.379 ± 0.036	0.278 ± 0.059	22, 6
OGLE-TR-10	1.130 ± 0.044	1.119 ± 0.052	0.586 ± 0.055	1.198 ± 0.056	2457 ± 1531	5975 ± 91	4.394 ± 0.039	0.168 ± 0.084	22
OGLE-TR-56	1.246 ± 0.030	1.336 ± 0.059	1.393 ± 0.123	1.313 ± 0.058	2454 ± 467	6127 ± 55	4.283 ± 0.031	0.242 ± 0.045	15, 24
OGLE-TR-56	1.257 ± 0.034	1.366 ± 0.067	1.382 ± 0.137	1.366 ± 0.067	2516 ± 451	6130 ± 56	4.267 ± 0.034	0.245 ± 0.046	22, 24
OGLE-TR-56	1.246 ± 0.030	1.336 ± 0.059	1.393 ± 0.123	1.313 ± 0.058	2454 ± 467	6127 ± 55	4.283 ± 0.031	0.242 ± 0.045	15
OGLE-TR-56	1.246 ± 0.030	1.336 ± 0.059	1.393 ± 0.123	1.313 ± 0.058	2454 ± 467	6127 ± 55	4.283 ± 0.031	0.242 ± 0.045	6
OGLE-TR-56	1.257 ± 0.034	1.366 ± 0.067	1.382 ± 0.137	1.366 ± 0.067	2516 ± 451	6130 ± 56	4.267 ± 0.034	0.245 ± 0.046	22, 6
OGLE-TR-56	1.223 ± 0.045	1.352 ± 0.063	1.353 ± 0.128	1.351 ± 0.063	3203 ± 889	6059 ± 99	4.264 ± 0.033	0.214 ± 0.056	22
OGLE-TR-111	0.865 ± 0.025	0.802 ± 0.031	0.511 ± 0.041	0.972 ± 0.038	4199 ± 3908	5052 ± 81	4.568 ± 0.035	0.190 ± 0.040	13, 24
OGLE-TR-111	0.861 ± 0.026	0.819 ± 0.023	0.530 ± 0.030	1.035 ± 0.029	6434 ± 3746	5064 ± 72	4.547 ± 0.029	0.194 ± 0.038	22, 24
OGLE-TR-111	0.858 ± 0.024	0.818 ± 0.025	0.531 ± 0.033	0.991 ± 0.031	6592 ± 3726	5055 ± 71	4.547 ± 0.030	0.192 ± 0.038	13
OGLE-TR-111	0.865 ± 0.025	0.802 ± 0.031	0.511 ± 0.041	0.972 ± 0.038	4199 ± 3908	5052 ± 81	4.568 ± 0.035	0.190 ± 0.040	6, 13
OGLE-TR-111	0.861 ± 0.026	0.819 ± 0.023	0.530 ± 0.030	1.035 ± 0.029	6434 ± 3746	5064 ± 72	4.547 ± 0.029	0.194 ± 0.038	6, 22
OGLE-TR-111	0.859 ± 0.025	0.818 ± 0.023							

TABLE C.2 – Suite

Système	M_{\star} [M_{\odot}]	R_{\star} [R_{\odot}]	M_p [M_{Jup}]	R_p [R_{Jup}]	âge [Ma]	T_{eff} [K]	$\log g_{\star}$ [cm/s^2]	$[Fe/H]$	Ref.
TrES-4	1.499 ± 0.037	1.857 ± 0.042	0.964 ± 0.044	1.791 ± 0.041	1747 ± 338	6276 ± 90	4.076 ± 0.015	0.333 ± 0.057	22, 24
TrES-4	1.441 ± 0.046	1.874 ± 0.071	0.954 ± 0.072	1.810 ± 0.068	2404 ± 406	6206 ± 72	4.051 ± 0.025	0.142 ± 0.050	28
TrES-4	1.428 ± 0.039	1.834 ± 0.044	0.940 ± 0.045	1.768 ± 0.042	2421 ± 373	6207 ± 71	4.066 ± 0.015	0.141 ± 0.051	22
XO-1	1.021 ± 0.003	0.927 ± 0.003	0.939 ± 0.006	1.197 ± 0.004	1082 ± 97	5753 ± 11	4.512 ± 0.002	0.038 ± 0.001	22, 24
XO-1	1.010 ± 0.012	0.959 ± 0.036	0.831 ± 0.064	1.251 ± 0.048	2777 ± 1837	5750 ± 10	4.479 ± 0.037	0.028 ± 0.018	5
XO-1	1.020 ± 0.022	0.930 ± 0.020	0.944 ± 0.040	1.200 ± 0.025	1268 ± 823	5748 ± 64	4.509 ± 0.014	0.043 ± 0.048	22
XO-2	0.943 ± 0.011	0.965 ± 0.008	0.566 ± 0.010	0.977 ± 0.008	7918 ± 734	5345 ± 30	4.443 ± 0.007	0.431 ± 0.038	8, 24
XO-2	0.942 ± 0.013	0.974 ± 0.010	0.566 ± 0.011	0.994 ± 0.010	8295 ± 853	5345 ± 34	4.435 ± 0.008	0.431 ± 0.040	26, 24
XO-2	0.943 ± 0.011	0.965 ± 0.008	0.566 ± 0.010	0.977 ± 0.008	7918 ± 734	5345 ± 30	4.443 ± 0.007	0.431 ± 0.038	22, 24
XO-2	0.945 ± 0.010	0.955 ± 0.014	0.554 ± 0.017	0.966 ± 0.014	7316 ± 916	5345 ± 27	4.454 ± 0.013	0.441 ± 0.006	8
XO-2	0.958 ± 0.029	0.966 ± 0.014	0.558 ± 0.016	0.986 ± 0.014	6902 ± 1578	5384 ± 77	4.449 ± 0.007	0.457 ± 0.029	26
XO-2	0.958 ± 0.027	0.958 ± 0.015	0.558 ± 0.018	0.970 ± 0.016	6609 ± 1729	5379 ± 71	4.456 ± 0.014	0.449 ± 0.031	22

TABLE C.3: Paramètres stellaires et planétaires ($50 \leq \text{âge} \leq 500$ Ma), issues d'une analyse homogène faite avec CESAM.

Système	M_{\star} [M_{\odot}]	R_{\star} [R_{\odot}]	M_p [M_{Jup}]	R_p [R_{Jup}]	âge [Ma]	T_{eff} [K]	$\log g_{\star}$ [cm/s^2]	$[Fe/H]$	Ref.
OGLE-TR-10	1.211 ± 0.025	1.123 ± 0.031	0.589 ± 0.033	1.202 ± 0.033	205 ± 125	6106 ± 60	4.421 ± 0.015	0.276 ± 0.056	15, 24
OGLE-TR-10	1.211 ± 0.025	1.123 ± 0.031	0.589 ± 0.033	1.202 ± 0.033	205 ± 125	6106 ± 60	4.421 ± 0.015	0.276 ± 0.056	22, 24
OGLE-TR-10	1.169 ± 0.014	1.073 ± 0.017	0.537 ± 0.017	1.149 ± 0.018	248 ± 123	6025 ± 35	4.445 ± 0.009	0.224 ± 0.025	15
OGLE-TR-10	1.211 ± 0.025	1.123 ± 0.031	0.589 ± 0.033	1.202 ± 0.033	205 ± 125	6106 ± 60	4.421 ± 0.015	0.276 ± 0.056	15, 6
OGLE-TR-10	1.211 ± 0.025	1.123 ± 0.031	0.589 ± 0.033	1.202 ± 0.033	205 ± 125	6106 ± 60	4.421 ± 0.015	0.276 ± 0.056	22, 6
OGLE-TR-10	1.182 ± 0.020	1.088 ± 0.025	0.553 ± 0.026	1.165 ± 0.027	230 ± 126	6045 ± 51	4.438 ± 0.013	0.248 ± 0.039	22
OGLE-TR-132	1.380 ± 0.063	1.352 ± 0.087	0.986 ± 0.127	1.226 ± 0.079	204 ± 123	6425 ± 131	4.317 ± 0.037	0.413 ± 0.086	1
OGLE-TR-132	1.283 ± 0.021	1.216 ± 0.032	0.927 ± 0.049	1.084 ± 0.028	226 ± 137	6230 ± 44	4.376 ± 0.016	0.374 ± 0.036	11
OGLE-TR-132	1.286 ± 0.026	1.220 ± 0.037	0.934 ± 0.057	1.107 ± 0.033	210 ± 126	6236 ± 56	4.374 ± 0.018	0.373 ± 0.056	22
TrES-3	0.916 ± 0.021	0.807 ± 0.018	1.947 ± 0.086	1.305 ± 0.029	199 ± 124	5476 ± 104	4.586 ± 0.010	-0.093 ± 0.095	22, 24
TrES-3	0.942 ± 0.013	0.831 ± 0.011	1.928 ± 0.050	1.339 ± 0.017	208 ± 126	5562 ± 97	4.573 ± 0.006	-0.079 ± 0.095	9, 22
TrES-3	0.916 ± 0.021	0.807 ± 0.018	1.433 ± 0.063	1.305 ± 0.029	199 ± 124	5476 ± 104	4.586 ± 0.010	-0.093 ± 0.095	28
TrES-3	0.923 ± 0.017	0.813 ± 0.015	1.976 ± 0.075	1.315 ± 0.025	191 ± 122	5590 ± 68	4.582 ± 0.009	-0.177 ± 0.025	22

C.1 HAT

Planètes en transit issues du *survey* HAT : 4 planètes.

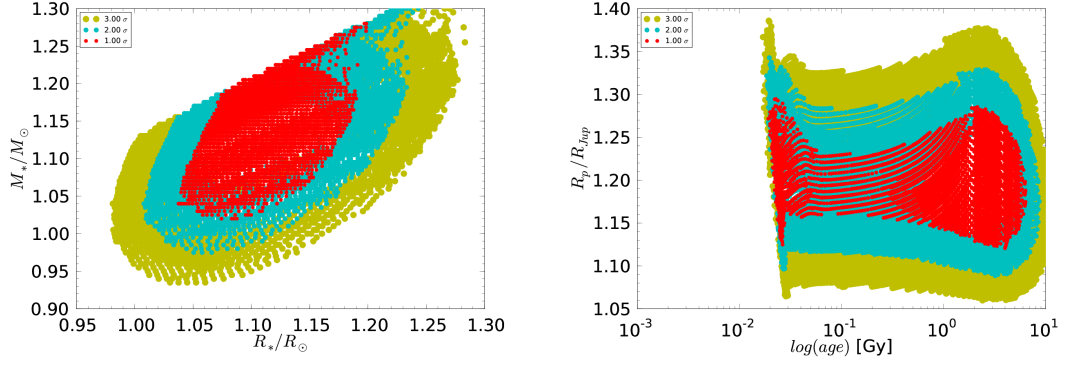


FIGURE C.1 – HAT-P-1. Winn *et al.* (2007b); Torres *et al.* (2008)

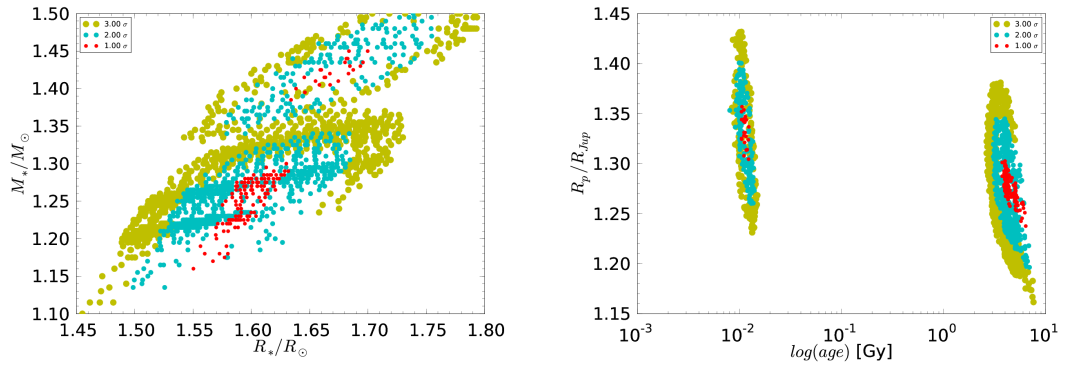


FIGURE C.2 – HAT-P-4. Torres *et al.* (2008)

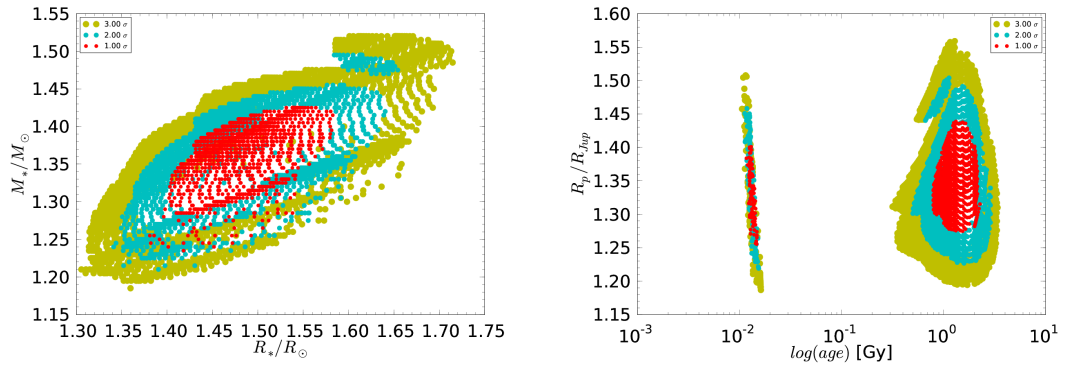


FIGURE C.3 – HAT-P-6. Torres *et al.* (2008)

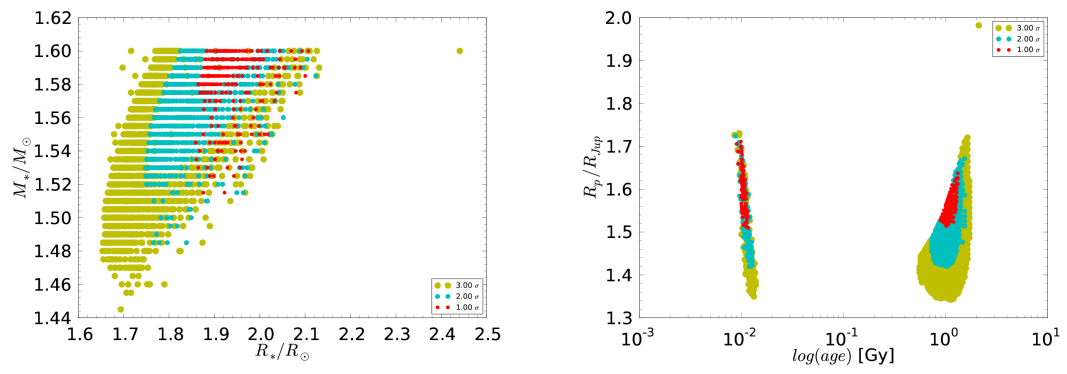


FIGURE C.4 – HAT-P-7. Ammler-von Eiff *et al.* (2009); Winn *et al.* (2009c)

C.2 HD

Planètes en transit HD : 5 planètes.

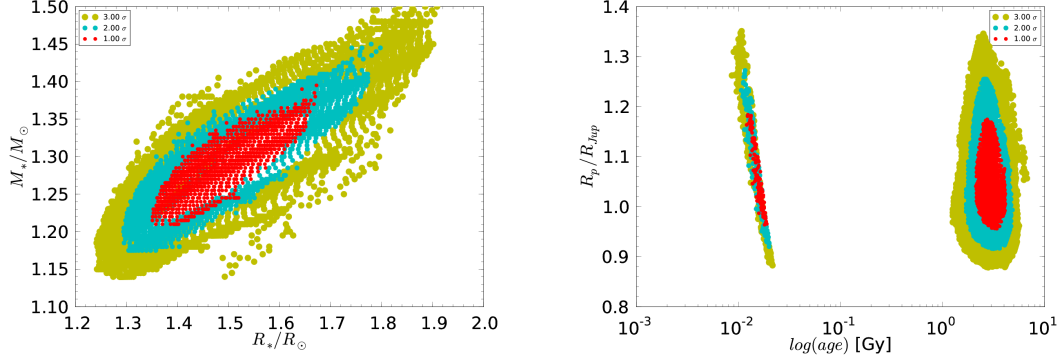


FIGURE C.5 – HD17156. [Winn et al. \(2009a\)](#)

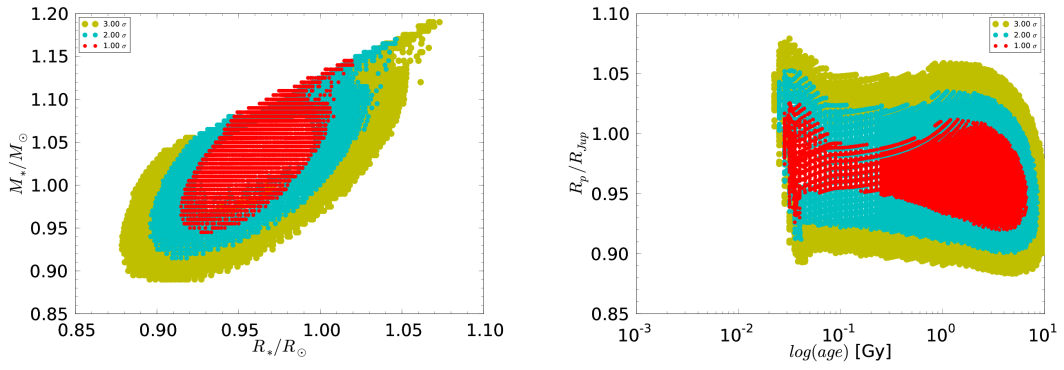


FIGURE C.6 – HD80606. [Winn et al. \(2009b\)](#)

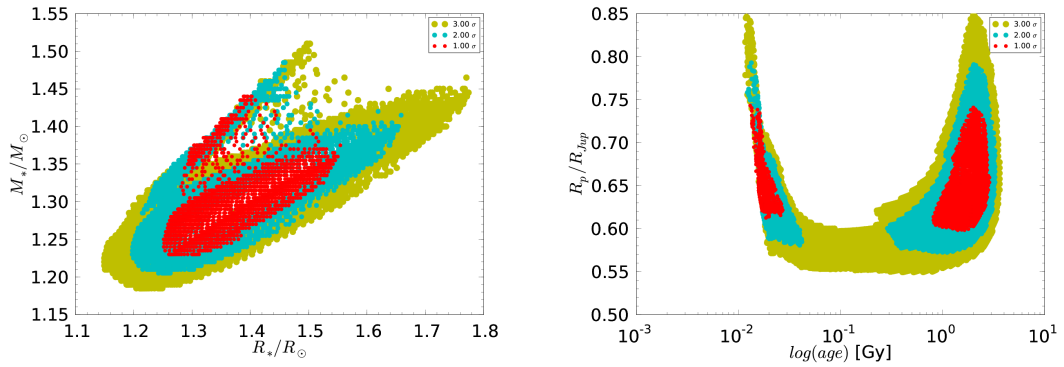


FIGURE C.7 – HD149026. [Torres et al. \(2008\)](#)

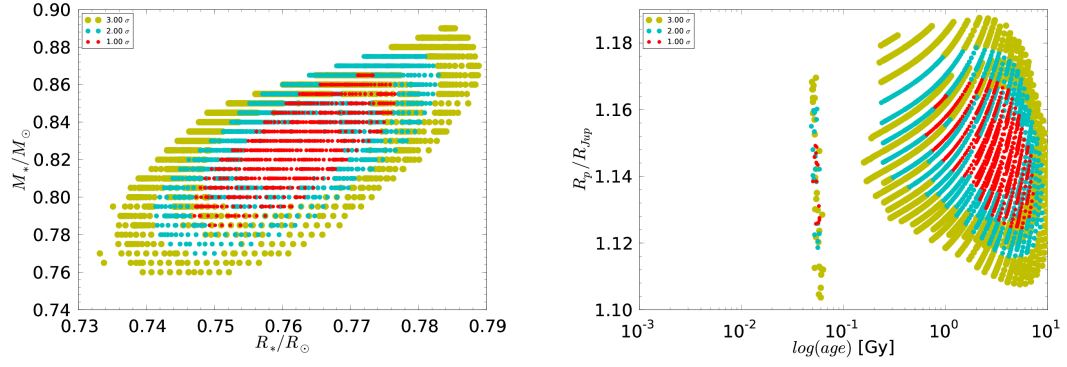


FIGURE C.8 – HD189733. [Torres *et al.* \(2008\)](#)

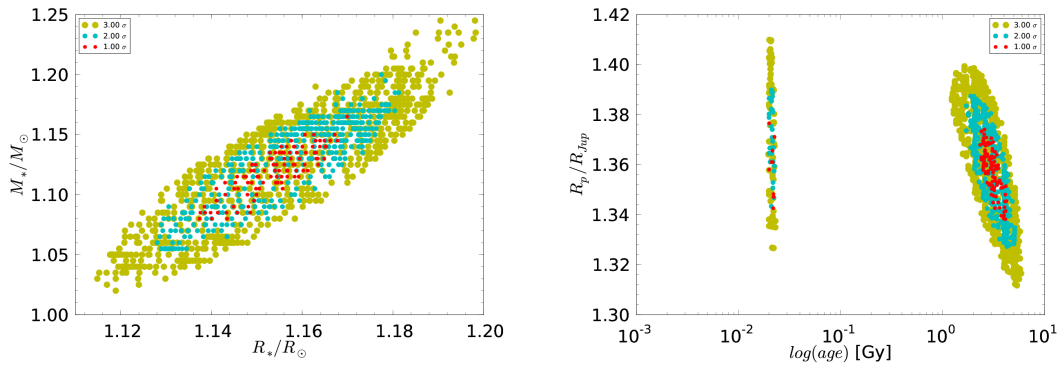


FIGURE C.9 – HD209458. [Torres *et al.* \(2008\)](#)

C.3 OGLE

Planètes en transit issues du *survey* OGLE : 8 planètes.

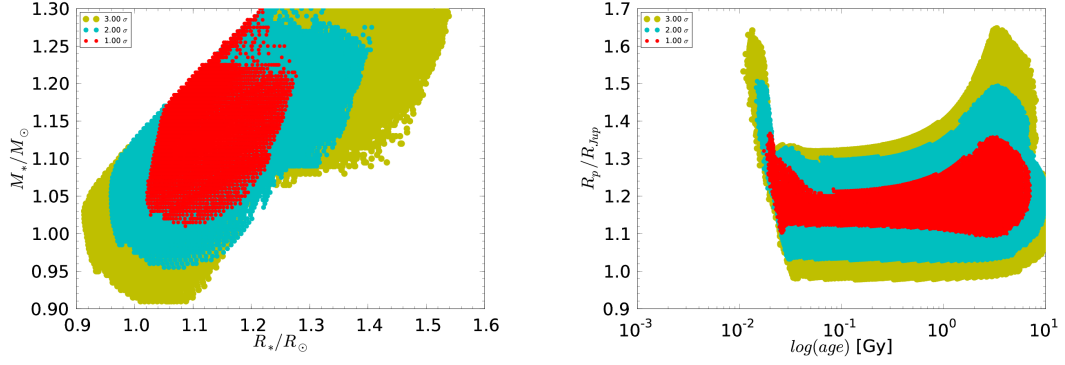


FIGURE C.10 – OGLE-TR-10. [Torres *et al.* \(2008\)](#)

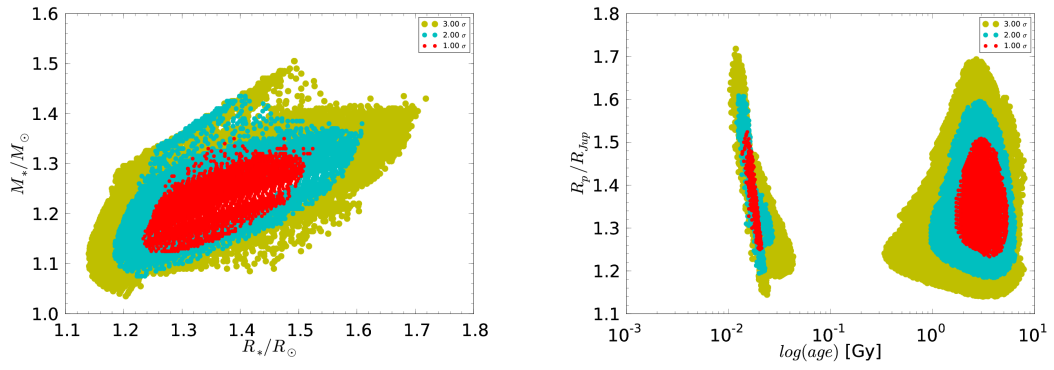


FIGURE C.11 – OGLE-TR-56. [Torres *et al.* \(2008\)](#)

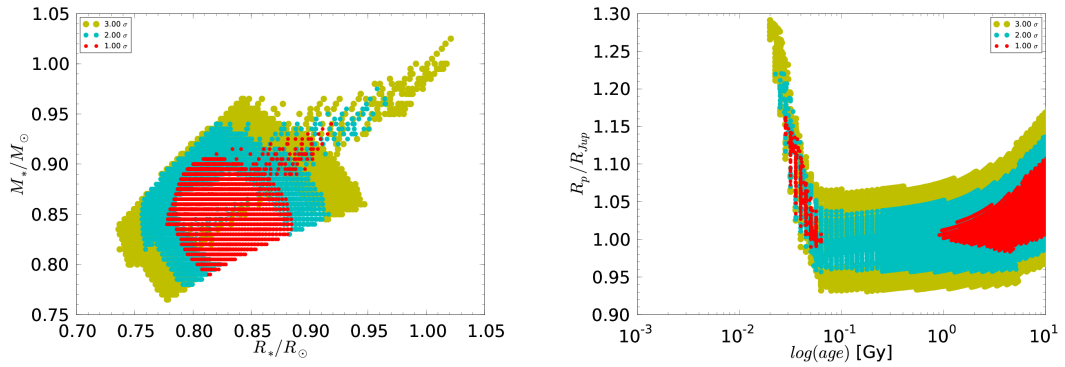


FIGURE C.12 – OGLE-TR-111. [Torres *et al.* \(2008\)](#)

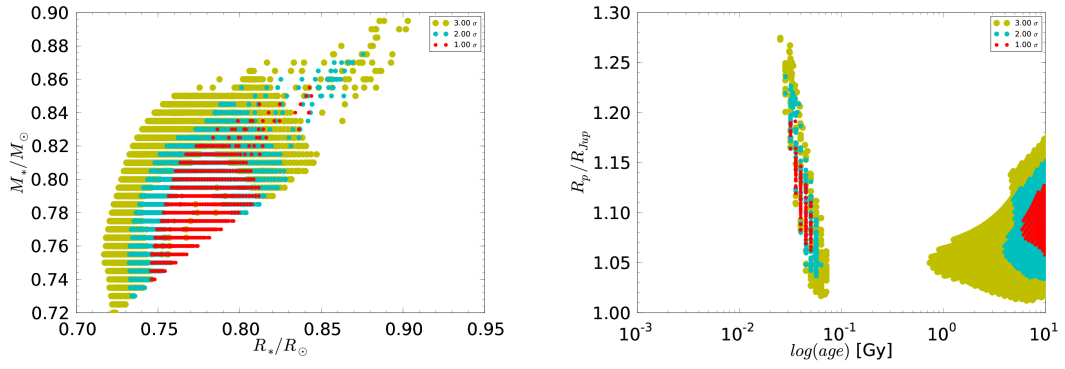


FIGURE C.13 – OGLE-TR-113. *Torres et al. (2008)*

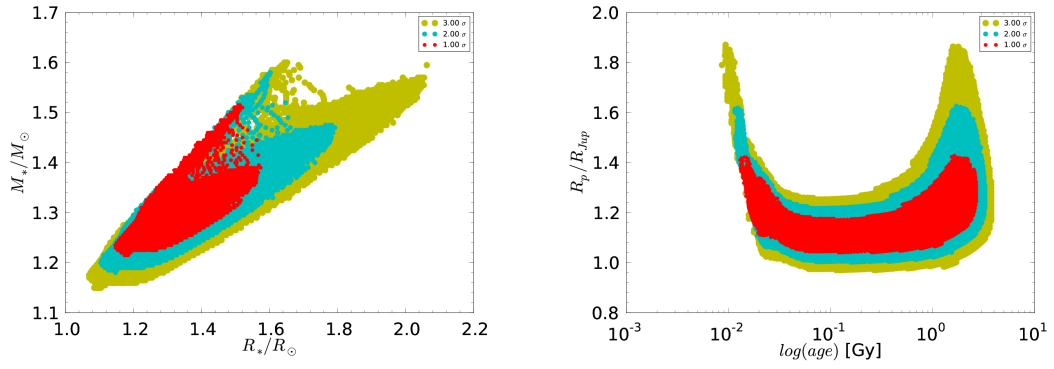


FIGURE C.14 – OGLE-TR-132. *Torres et al. (2008)*

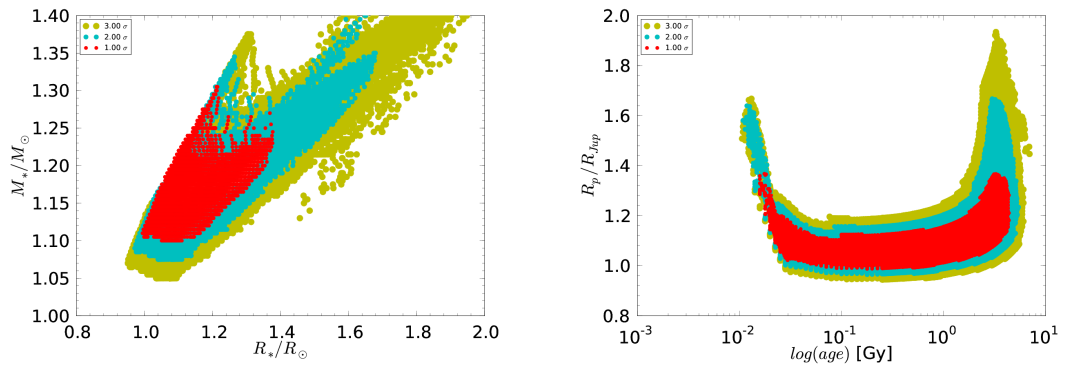


FIGURE C.15 – OGLE-TR-182. *Pont et al. (2008)*

C.4 TrES

Planètes en transit issues du *survey* TrES : 4 planètes.

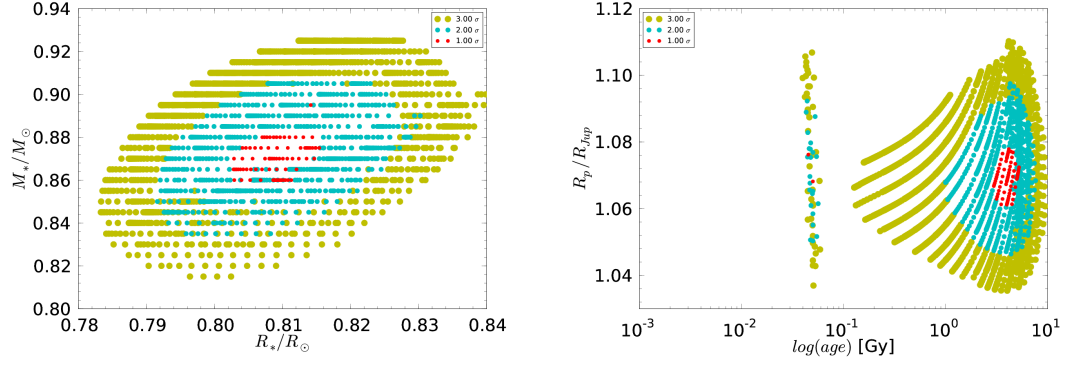


FIGURE C.16 – TrES-1. [Torres *et al.* \(2008\)](#)

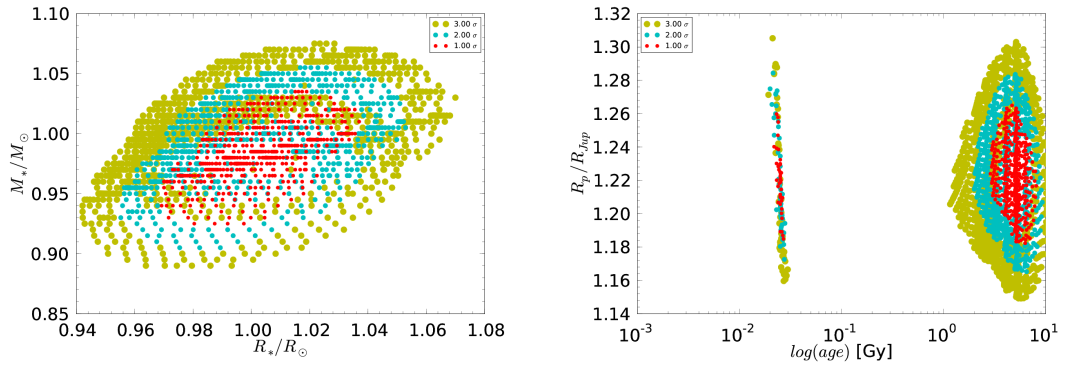


FIGURE C.17 – TrES-2. [Torres *et al.* \(2008\)](#)

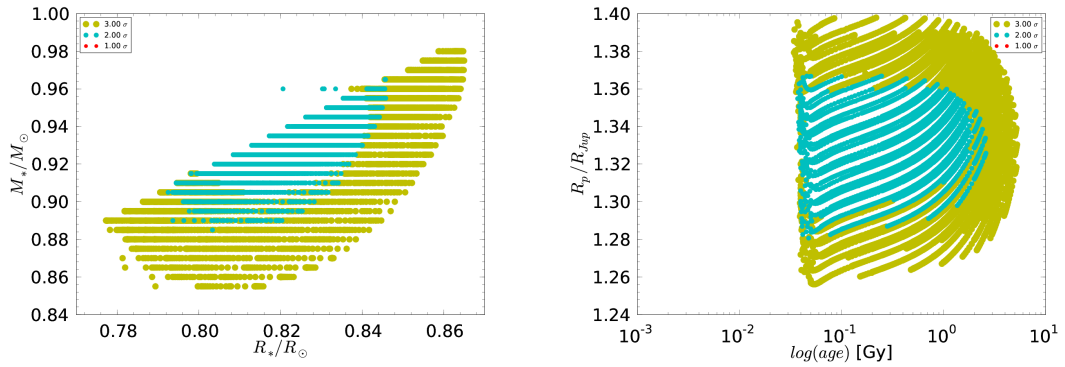


FIGURE C.18 – TrES-3. [Torres *et al.* \(2008\)](#)

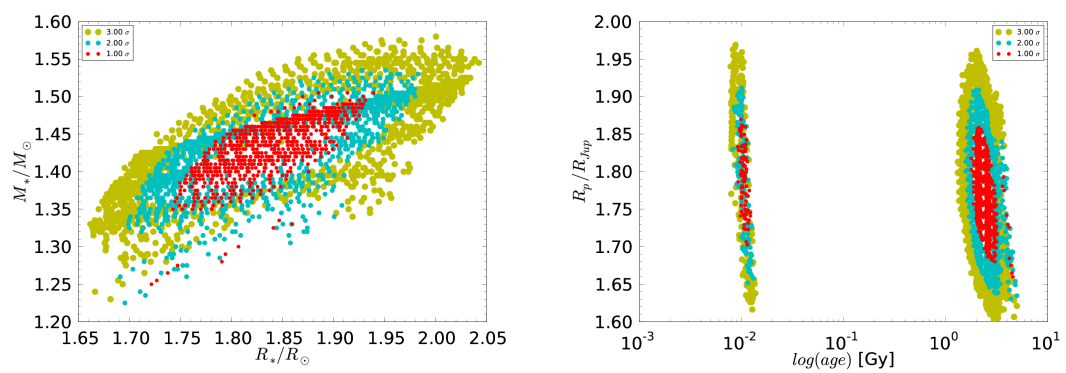


FIGURE C.19 – TrES-4. [Torres *et al.* \(2008\)](#)

C.5 WASP

Planètes en transit issues du *survey* WASP : 1 planète.

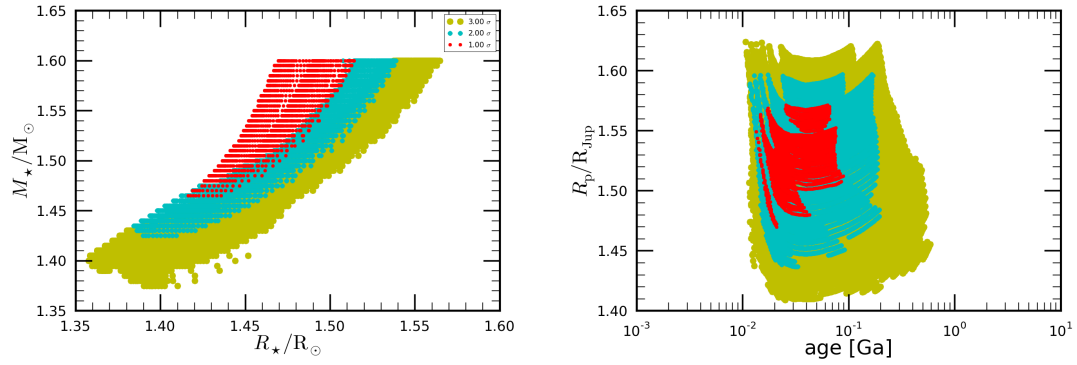


FIGURE C.20 – WASP-33. *Torres et al. (2008)*

C.6 XO

Planètes en transit issues du *survey* XO : 2 planètes.

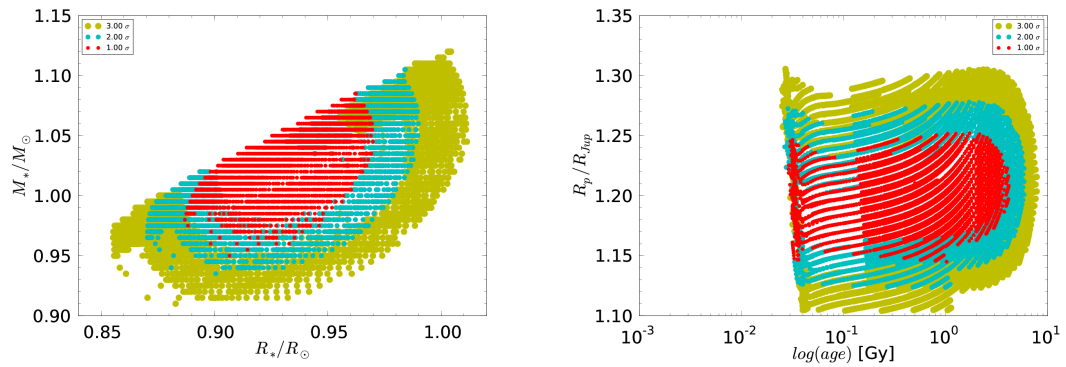


FIGURE C.21 – XO-1. *Torres et al. (2008)*

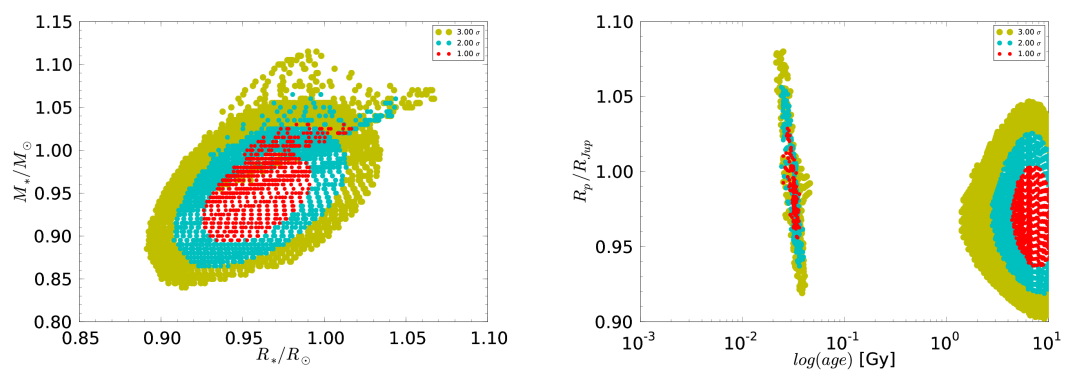


FIGURE C.22 – XO-2. [Torres *et al.* \(2008\)](#)

D

Articles liés à cette thèse

- [1] **Havel, M.**, T. Guillot, D. Valencia, and A. Crida, 2011. The multiple planets transiting Kepler-9. I. Inferring stellar properties and planetary compositions. *Astronomy & Astrophysics*, **in press**, .
- [2] Guillot, T., and **M. Havel**, 2011. An analysis of the CoRoT-2 system : a young spotted star and its inflated giant planet. *Astronomy & Astrophysics*, **527**, A20.
- [3] Bouchy, F., M. Deleuil, T. Guillot *et al.*, 2011. Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. XV. CoRoT-15b : a brown-dwarf transiting companion. *Astronomy & Astrophysics*, **525**, A68.
- [4] Lammer, H., R. Dvorak, M. Deleuil, P. Barge, H. J. Deeg, C. Moutou, A. Erikson, S. Csizmadia, B. Tingley, H. Bruntt, **M. Havel et al.**, 2010. Exoplanet discoveries with the CoRoT space observatory. *Solar System Research*, **44**, 520–526.
- [5] Gandolfi, D., G. Hébrard, R. Alonso, M. Deleuil, E. Guenther, M. Fridlund, M. Endl, P. Eigmüller, S. Csizmadia, **M. Havel et al.**, 2010. Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. XIV. CoRoT-11b : a transiting massive "hot-Jupiter" in a prograde orbit around a rapidly rotating F-type star. *Astronomy & Astrophysics*, **55**, 1–13.
- [6] Cabrera, J., H. Bruntt, M. Ollivier, R. F. Díaz, S. Csizmadia *et al.*, 2010. Transiting exoplanets from the CoRoT space mission XIII. CoRoT-13b : a dense hot Jupiter in transit around a star with solar metallicity and super-solar lithium content. *Astronomy and Astrophysics*, **522**, A110.
- [7] Gillon, M., A. Hatzes, S. Csizmadia, M. Fridlund, M. Deleuil *et al.*, 2010. Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. XII. CoRoT-12b : a short-period low-density planet transiting a solar analog star. *Astronomy & Astrophysics*, **520**, A97.
- [8] Bordé, P., F. Bouchy, M. Deleuil, J. Cabrera, L. Jorda, C. Lovis, S. Csizmadia *et al.*, 2010. Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. XI. CoRoT-8b : a hot and dense sub-Saturn around a K1 dwarf. *Astronomy & Astrophysics*, **520**, A66.
- [9] Bonomo, A. S., A. Santerne, R. Alonso, J.-C. Gazzano, **M. Havel et al.**, 2010. Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. X. CoRoT-10b : a giant planet in a 13.24 day eccentric orbit. *Astronomy & Astrophysics*, **520**, A65.
- [10] Deeg, H. J., C. Moutou, A. Erikson, S. Csizmadia, B. Tingley, P. Barge, H. Bruntt, **M. Havel et al.**, 2010. A transiting giant planet with a temperature between 250 K and 430 K.. *Nature*, **464**, 384–387.
- [11] Ollivier, M., M. Gillon, A. Santerne, G. Wuchterl, **M. Havel**, H. Bruntt, P. Bordé, T. Pasternacki, M. Endl, D. Gandolfi *et al.*, 2011. Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. XVI. CoRoT-16b : an eccentric hot jupiter around a faint solar-like star. *Astronomy & Astrophysics*, **in preparation**, .
- [12] Csizmadia, Sz., C. Moutou, M. Deleuil, J. Cabrera, M. Fridlund, D. Gandolfi *et al.*, 2011. Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. XVII. The hot Jupiter CoRoT-17b : a very old planet. *Astronomy & Astrophysics*, **submitted**, .

- [13] Bouchy, F., A.S. Bonomo, A. Santerne, C. Moutou *et al.*, 2011. SOPHIE velocimetry of Kepler transit candidates. III. KOI-423b : a $18 M_{\text{Jup}}$ transiting companion around a F7IV star.. *Astronomy & Astrophysics*, **submitted**, .
 - [14] Hébrard, G., T.M. Evans, R. Alonso, M. Fridlund, A. Ofir *et al.*, 2011. Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. XX. CoRoT-18b : a massive hot jupiter on a prograde, nearly aligned orbit. *Astronomy & Astrophysics*, **submitted**, .
-

Bibliographie

- Alexander, D. R. & Ferguson, J. W. *Low-temperature Rosseland opacities*. ApJ, **437**, 879–891 (1994).
- Alibert, Y., Mordasini, C., Benz, W. & Winisdoerffer, C. *Models of giant planet formation with migration and disc evolution*. A&A, **434**, 343–353 (2005).
- Allard, F., Hauschildt, P. H., Alexander, D. R. & Starrfield, S. *Model Atmospheres of Very Low Mass Stars and Brown Dwarfs*. ARA&A, **35**, 137–177 (1997).
- Allard, F., Hauschildt, P. H. & Schweitzer, A. *Spherically Symmetric Model Atmospheres for Low-Mass Pre-Main-Sequence Stars with Effective Temperatures between 2000 and 6800 K*. ApJ, **539**, 366–371 (2000).
- Altred, F. *Pytables : getting the most *out* of your data*. <http://www.pytables.org/moin> (2011). [Online ; accessed 19-March-2011].
- Ammler-von Eiff, M., Santos, N. C., Sousa, S. G., Fernandes, J. et al. *A homogeneous spectroscopic analysis of host stars of transiting planets*. A&A, **507**, 523–530 (2009).
- Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J. & Scott, P. *The Chemical Composition of the Sun*. ARA&A, **47**, 481–522 (2009).
- Bakos, G. Á., Noyes, R. W., Kovács, G., Latham, D. W. et al. *HAT-P-1b : A Large-Radius, Low-Density Exoplanet Transiting One Member of a Stellar Binary*. ApJ, **656**, 552–559 (2007).
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F. & Hauschildt, P. H. *Evolutionary models for solar metallicity low-mass stars : mass-magnitude relationships and color-magnitude diagrams*. A&A, **337**, 403–412 (1998).
- Baraffe, I., Chabrier, G., Allard, F. & Hauschildt, P. H. *Evolutionary models for low-mass stars and brown dwarfs : Uncertainties and limits at very young ages*. A&A, **382**, 563–572 (2002).
- Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. S., Allard, F. et al. *Evolutionary models for cool brown dwarfs and extrasolar giant planets. The case of HD 209458*. A&A, **402**, 701–712 (2003).
- Baraffe, I., Chabrier, G. & Barman, T. *Structure and evolution of super-Earth to super-Jupiter exoplanets. I. Heavy element enrichment in the interior*. A&A, **482**, 315–332 (2008).
- Barman, T. S., Hauschildt, P. H. & Allard, F. *Phase-Dependent Properties of Extrasolar Planet Atmospheres*. ApJ, **632**, 1132–1139 (2005).
- Barnes, S. A. *Ages for Illustrative Field Stars Using Gyrochronology : Viability, Limitations, and Errors*. ApJ, **669**, 1167–1189 (2007).
- Basri, G., Marcy, G. W. & Graham, J. R. *Lithium in Brown Dwarf Candidates : The Mass and Age of the Faintest Pleiades Stars*. ApJ, **458**, 600–+ (1996).
- Batalha, N. M., Borucki, W. J., Bryson, S. T., Buchhave, L. A. et al. *Kepler’s First Rocky Planet : Kepler-10b*. ApJ, **729**, 27–+ (2011).
- Batygin, K. & Stevenson, D. J. *Inflating Hot Jupiters with Ohmic Dissipation*. ApJ, **714**, L238–L243 (2010).

- Beatty, T. G., Fernández, J. M., Latham, D. W., Bakos, G. Á. *et al.* *The Mass and Radius of the Unseen M Dwarf Companion in the Single-Lined Eclipsing Binary HAT-TR-205-013.* *ApJ*, **663**, 573–582 (2007).
- Bertelli, G., Girardi, L., Marigo, P. & Nasi, E. *Scaled solar tracks and isochrones in a large region of the Z-Y plane. I. From the ZAMS to the TP-AGB end for 0.15-2.5 M_⊙ stars.* *A&A*, **484**, 815–830 (2008).
- Bodenheimer, P., Lin, D. N. C. & Mardling, R. A. *On the tidal inflation of short-period extrasolar planets.* *ApJ*, **548**, 466–472 (2001).
- Böhm-Vitense, E. *Über die Wasserstoffkonvektionszone in Sternen verschiedener Effektivtemperaturen und Leuchtkräfte. Mit 5 Textabbildungen.* *ZAp*, **46**, 108+ (1958).
- Bonomo, A. S., Santerne, A., Alonso, R., Gazzano, J.-C. *et al.* *Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. X. CoRoT-10b : a giant planet in a 13.24 day eccentric orbit.* *A&A*, **520**, A65+ (2010).
- Bordé, P., Bouchy, F., Deleuil, M., Cabrera, J. *et al.* *Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. XI. CoRoT-8b : a hot and dense sub-Saturn around a K1 dwarf.* *A&A*, **520**, A66+ (2010).
- Borucki, W. J., Koch, D. G., Basri, G., Batalha, N. *et al.* *Characteristics of planetary candidates observed by Kepler, II : Analysis of the first four months of data.* *ArXiv e-prints* (2011).
- Boss, A. P. *Formation of Giant Planets by Disk Instability on Wide Orbits Around Protostars with Varied Masses.* *ApJ*, **731**, 74+ (2011).
- Bouchy, F., Pont, F., Santos, N. C., Melo, C. *et al.* *Two new “very hot Jupiters” among the OGLE transiting candidates.* *A&A*, **421**, L13–L16 (2004).
- Bouchy, F., Udry, S., Mayor, M., Moutou, C. *et al.* *ELODIE metallicity-biased search for transiting Hot Jupiters. II. A very hot Jupiter transiting the bright K star HD 189733.* *A&A*, **444**, L15–L19 (2005).
- Bouchy, F., Deleuil, M., Guillot, T., Aigrain, S. *et al.* *Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. XV. CoRoT-15b : a brown-dwarf transiting companion.* *A&A*, **525**, A68+ (2011).
- Bouchy, G., Bonomo, A. S., Santerne, A., Moutou, C. *et al.* *SOPHIE velocimetry of Kepler transit candidates. III. KOI-423b : a 18 MJup transiting companion around a F7IV star.* *A&A*, **??**, ?? (2011).
- Burke, C. J., McCullough, P. R., Valenti, J. A., Johns-Krull, C. M. *et al.* *XO-2b : Transiting Hot Jupiter in a Metal-rich Common Proper Motion Binary.* *ApJ*, **671**, 2115–2128 (2007).
- Burkhardt, C., Kleine, T., Bourdon, B., Palme, H. *et al.* *Hf W mineral isochron for Ca, Al-rich inclusions : Age of the solar system and the timing of core formation in planetesimals.* *Geochim. Cosmochim. Acta*, **72**, 6177–6197 (2008).
- Burrows, a., Hubeny, I., Budaj, J. & Hubbard, W. B. *Possible Solutions to the Radius Anomalies of Transiting Giant Planets.* *ApJ*, **661** (1), 502–514 (2007).
- Burrows, A., Ibgui, L. & Hubeny, I. *Optical Albedo Theory of Strongly Irradiated Giant Planets : The Case of HD 209458b.* *ApJ*, **682**, 1277–1282 (2008).
- Cabrera, J., Bruntt, H., Ollivier, M., Díaz, R. F. *et al.* *Transiting exoplanets from the CoRoT space mission . XIII. CoRoT-13b : a dense hot Jupiter in transit around a star with solar metallicity and super-solar lithium content.* *A&A*, **522**, A110+ (2010).
- Casagrande, L., Flynn, C., Portinari, L., Girardi, L. *et al.* *The helium abundance and $\Delta Y/\Delta Z$ in lower main-sequence stars.* *MNRAS*, **382**, 1516–1540 (2007).
-

- Castelli, F. & Kurucz, R. L. *New Grids of ATLAS9 Model Atmospheres*. In N. Piskunov, W. W. Weiss, & D. F. Gray, editor, *Modelling of Stellar Atmospheres*, volume 210 of *IAU Symposium*, pages 20P–+ (2003).
- Chabrier, G. & Baraffe, I. *Heat Transport in Giant (Exo)planets : A New Perspective*. *ApJ*, **661**, L81–L84 (2007).
- Charbonneau, D., Brown, T. M., Latham, D. W. & Mayor, M. *Detection of Planetary Transits Across a Sun-like Star*. *ApJ*, **529**, L45–L48 (2000).
- Chiosi, C. *Fundamentals of stellar evolution theory : understanding the HRD* (1997).
- Clayton, D. D. *Principles of stellar evolution and nucleosynthesis*. (1984).
- Cody, A. M. & Sasselov, D. D. *HD 209458 : Physical Parameters of the Parent Star and the Transiting Planet*. *ApJ*, **569**, 451–458 (2002).
- Crida, A., Sándor, Z. & Kley, W. *Influence of an inner disc on the orbital evolution of massive planets migrating in resonance*. *A&A*, **483**, 325–337 (2008).
- Csizmadia, S. *Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. XVII. The hot Jupiter CoRoT-17b : a very old planet*. *A&A*, ? ?, ? ? ? ? (2011).
- Daemgen, S., Siegler, N., Reid, I. N. & Close, L. M. *Discovery of Nine New Companions to Nearby Young M Stars with the Altair AO System*. *ApJ*, **654**, 558–569 (2007).
- Daemgen, S., Hormuth, F., Brandner, W., Bergfors, C. *et al.* *Binarity of transit host stars. Implications for planetary parameters*. *A&A*, **498**, 567–574 (2009).
- Deeg, H. J., Moutou, C., Erikson, A., Csizmadia, S. *et al.* *A transiting giant planet with a temperature between 250K and 430K*. *Nature*, **464**, 384–387 (2010).
- Demarque, P., Woo, J.-H., Kim, Y.-C. & Yi, S. K. *Y² Isochrones with an Improved Core Overshoot Treatment*. *ApJS*, **155**, 667–674 (2004).
- Demarque, P. R. & Larson, R. B. *Ages of Old Clusters*. *AJ*, **69**, 136–+ (1964).
- Demory, B.-O., Ségransan, D., Forveille, T., Queloz, D. *et al.* *Mass-radius relation of low and very low-mass stars revisited with the VLTI*. *A&A*, **505**, 205–215 (2009).
- Fernandez, J. M., Holman, M. J., Winn, J. N., Torres, G. *et al.* *The Transit Light Curve Project. XII. Six Transits of the Exoplanet XO-2b*. *AJ*, **137**, 4911–4916 (2009).
- Fischer, D. A., Vogt, S. S., Marcy, G. W., Butler, R. P. *et al.* *Five Intermediate-Period Planets from the N2K Sample*. *ApJ*, **669**, 1336–1344 (2007).
- Fortney, J. J., Lodders, K., Marley, M. S. & Freedman, R. S. *A unified theory for the atmospheres of the hot and very hot jupiters : Two classes of irradiated atmospheres*. *ApJ*, **678**, 1419–1435 (2008).
- Gandolfi, D., Hébrard, G., Alonso, R., Deleuil, M. *et al.* *Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. XIV. CoRoT-11b : a transiting massive “hot-Jupiter” in a prograde orbit around a rapidly rotating F-type star*. *A&A*, **524**, A55+ (2010).
- Gaudi, B. S., Seager, S. & Mallen-Ornelas, G. *On the Period Distribution of Close-in Extrasolar Giant Planets*. *ApJ*, **623**, 472–481 (2005).
- Gillon, M., Pont, F., Moutou, C., Santos, N. C. *et al.* *The transiting planet OGLE-TR-132b revisited with new spectroscopy and deconvolution photometry*. *A&A*, **466**, 743–748 (2007).
- Gillon, M., Hatzes, A., Csizmadia, S., Fridlund, M. *et al.* *Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. XII. CoRoT-12b : a short-period low-density planet transiting a solar analog star*. *A&A*, **520**, A97+ (2010).
- Girardi, L., Bressan, A., Bertelli, G. & Chiosi, C. *Evolutionary tracks and isochrones for low- and intermediate-mass stars : From 0.15 to 7 M_⊙, and from Z=0.0004 to 0.03*. *A&AS*, **141**, 371–383 (2000).

- Graboske, H. C., Jr., Olness, R. J., Pollack, J. B. & Grossman, A. S. *The structure and evolution of Jupiter - The fluid contraction stage*. ApJ, **199**, 265–281 (1975).
- Grevesse, N. & Noels, A. *Cosmic abundances of the elements*. In N. Prantzos, E. Vangioni-Flam, & M. Casse, editor, *Origin and Evolution of the Elements*, pages 15–25 (1993).
- Grevesse, N., Noels, A. & Sauval, A. J. *Standard Abundances*. In S. S. Holt & G. Sonneborn, editor, *Cosmic Abundances*, volume 99 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 117–+ (1996).
- Guillot, T. *Physics of substellar objects - interiors, atmospheres, evolution*. In D. Queloz, S. Udry, M. Mayor, W. Benz, P. Cassen, T. Guillot, & A. Quirrenbach, editor, *Saas-Fee Advanced Course 31 : Extrasolar planets*, pages 243–368 (2006).
- Guillot, T. *The composition of transiting giant extrasolar planets*. Physica Scripta Volume T, **130** (1), 014023–+ (2008).
- Guillot, T. *On the radiative equilibrium of irradiated planetary atmospheres*. A&A, **520**, A27+ (2010).
- Guillot, T. & Havel, M. *An analysis of the CoRoT-2 system : a young spotted star and its inflated giant planet*. A&A, **527**, A20+ (2011).
- Guillot, T. & Morel, P. *Cepam : a code for modeling the interiors of giant planets*. A&AS, **109**, 109–123 (1995).
- Guillot, T. & Showman, A. P. *Evolution of “51 pegasus b-like” planets*. A&A, **385**, 156–165 (2002).
- Guillot, T., Santos, N. C., Pont, F., Iro, N. *et al.* *A correlation between the heavy element content of transiting extrasolar planets and the metallicity of their parent stars*. A&A, **453** (2), L21–L24 (2006).
- Gustafsson, B., Edvardsson, B., Eriksson, K., Jørgensen, U. *et al.* *A grid of MARCS model atmospheres for late-type stars I : methods and general properties*. Astronomy & Astrophysics, **486** (3), 951–970 (2008).
- Hansen, B. M. S. *On the Absorption and Redistribution of Energy in Irradiated Planets*. ApJS, **179**, 484–508 (2008).
- Hauschildt, P. H., Allard, F., Ferguson, J., Baron, E. *et al.* *The NEXTGEN Model Atmosphere Grid. II. Spherically Symmetric Model Atmospheres for Giant Stars with Effective Temperatures between 3000 and 6800 K*. ApJ, **525**, 871–880 (1999).
- Hauschildt, P. H., Barman, T. & Baron, E. *Irradiated planets*. Physica Scripta Volume T, **130** (1), 014033–+ (2008).
- Hayashi, C. *Stellar evolution in early phases of gravitational contraction*. PASJ, **13**, 450–452 (1961).
- Henry, G. W., Marcy, G. W., Butler, R. P. & Vogt, S. S. *A Transiting “51 Peg-like” Planet*. ApJ, **529**, L41–L44 (2000).
- Holman, M. J., Fabrycky, D. C., Ragozzine, D., Ford, E. B. *et al.* *Kepler-9 : A System of Multiple Planets Transiting a Sun-Like Star, Confirmed by Timing Variations*. Science, **330**, 51– (2010).
- Hori, Y. & Ikoma, M. *Critical Core Masses for Gas Giant Formation with Grain-free Envelopes*. ApJ, **714**, 1343–1346 (2010).
- Hébrard, G. *Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. XX. CoRoT-18b : a massive hot jupiter on a prograde, nearly aligned orbit*. A&A, ??, ??? (2011).
-

- Ibgui, L., Burrows, A. & Spiegel, D. S. *Tidal Heating Models for the Radii of the Inflated Transiting Giant Planets WASP-4b, WASP-6b, WASP-12b, WASP-15b, and TrES-4*. ApJ, **713**, 751–763 (2010).
- Ida, S. & Lin, D. N. C. *Toward a Deterministic Model of Planetary Formation. IV. Effects of Type I Migration*. ApJ, **673**, 487–501 (2008).
- Iglesias, C. A. & Rogers, F. J. *Updated Opal Opacities*. ApJ, **464**, 943–+ (1996).
- Johnson, J. A., Winn, J. N., Narita, N., Enya, K. *et al.* *Measurement of the Spin-Orbit Angle of Exoplanet HAT-P-1b*. ApJ, **686**, 649–657 (2008).
- Kovács, G., Bakos, G. Á., Torres, G., Sozzetti, A. *et al.* *HAT-P-4b : A Metal-rich Low-Density Transiting Hot Jupiter*. ApJ, **670**, L41–L44 (2007).
- Kunte, P. K., Rao, A. R. & Vahia, M. N. *Variation of stellar coronal activity with age*. Ap&SS, **143**, 207–210 (1988).
- Laine, R. O., Lin, D. N. C. & Dong, S. *Interaction of Close-in Planets with the Magnetosphere of Their Host Stars. I. Diffusion, Ohmic Dissipation of Time-dependent Field, Planetary Inflation, and Mass Loss*. ApJ, **685**, 521–542 (2008).
- Latham, D. W., Rowe, J. F., Quinn, S. N., Batalha, N. M. *et al.* *A First Comparison of Kepler Planet Candidates in Single and Multiple Systems*. ApJ, **732**, L24+ (2011).
- Laughlin, G., Crismani, M. & Adams, F. C. *On the Anomalous Radii of the Transiting Extrasolar Planets*. ApJ, **729**, L7+ (2011).
- Leconte, J., Baraffe, I., Chabrier, G., Barman, T. *et al.* *Structure and evolution of the first CoRoT exoplanets : probing the brown dwarf/planet overlapping mass regime*. A&A, **506**, 385–389 (2009).
- Leconte, J., Chabrier, G., Baraffe, I. & Levrard, B. *The radius anomaly in the planet/brown dwarf overlapping mass regime*. ArXiv e-prints (2010).
- Léger, A., Rouan, D., Schneider, J., Barge, P. *et al.* *Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. VIII. CoRoT-7b : the first super-Earth with measured radius*. A&A, **506**, 287–302 (2009).
- Lissauer, J. J., Fabrycky, D. C., Ford, E. B., Borucki, W. J. *et al.* *A closely packed system of low-mass, low-density planets transiting Kepler-11*. Nature, **470**, 53–58 (2011).
- Liu, H., Zhou, J.-L. & Wang, S. *Modeling Planetary System Formation with N-body Simulations : Role of Gas Disk and Statistics Compared to Observations*. ApJ, **732**, 66–+ (2011).
- Marigo, P. & Girardi, L. *Evolution of asymptotic giant branch stars. I. Updated synthetic TP-AGB models and their basic calibration*. A&A, **469**, 239–263 (2007).
- Marigo, P., Girardi, L., Bressan, A., Groenewegen, M. A. T. *et al.* *Evolution of asymptotic giant branch stars. II. Optical to far-infrared isochrones with improved TP-AGB models*. A&A, **482**, 883–905 (2008).
- Mayor, M. & Queloz, D. *A Jupiter-mass companion to a solar-type star*. Nature, **378**, 355–359 (1995).
- McCullough, P. R., Stys, J. E., Valenti, J. A., Johns-Krull, C. M. *et al.* *A Transiting Planet of a Sun-like Star*. ApJ, **648**, 1228–1238 (2006).
- Mihalas, D., Hummer, D. G., Mihalas, B. W. & Daeppen, W. *The equation of state for stellar envelopes. IV - Thermodynamic quantities and selected ionization fractions for six elemental mixes*. ApJ, **350**, 300–308 (1990).
- Miller, N. & Fortney, J. J. *The Heavy Element Masses of Extrasolar Giant Planets, Revealed*. ArXiv e-prints (2011).

- Miller, N., Fortney, J. & Jackson, B. *Inflating and deflating hot Jupiters : coupled tidal and thermal evolution of known transiting planets*. ApJ, **702**, 1413 (2009).
- Minniti, D., Fernández, J. M., Díaz, R. F., Udalski, A. *et al.* *Millimagnitude Photometry for Transiting Extrasolar Planetary Candidates. III. Accurate Radius and Period for OGLE-TR-111-b*. ApJ, **660**, 858–862 (2007).
- Mordasini, C., Alibert, Y., Benz, W. & Naef, D. *Extrasolar planet population synthesis. II. Statistical comparison with observations*. A&A, **501**, 1161–1184 (2009).
- Morel, P. & Lebreton, Y. *CESAM : a free code for stellar evolution calculations*. Ap&SS, **316**, 61–73 (2008).
- Narita, N., Enya, K., Sato, B., Ohta, Y. *et al.* *Measurement of the Rossiter-Laughlin Effect in the Transiting Exoplanetary System TrES-1*. PASJ, **59**, 763–770 (2007).
- Nesvorný, D. *Transit Timing Variations for Eccentric and Inclined Exoplanets*. ApJ, **701**, 1116–1122 (2009).
- Noyes, R. W., Bakos, G. Á., Torres, G., Pál, A. *et al.* *HAT-P-6b : A Hot Jupiter Transiting a Bright F Star*. ApJ, **673**, L79–L82 (2008).
- O’Donovan, F. T., Charbonneau, D., Bakos, G. Á., Mandushev, G. *et al.* *TrES-3 : A Nearby, Massive, Transiting Hot Jupiter in a 31 Hour Orbit*. ApJ, **663**, L37–L40 (2007).
- Ollivier, M., Gillon, M., Havel, M., Guillot, T. *et al.* *Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. XVI. CoRoT-16b : an eccentric hot jupiter around a faint solar-like star*. A&A, **??, ????** (2011).
- Pál, A., Bakos, G. Á., Torres, G., Noyes, R. W. *et al.* *HAT-P-7b : An Extremely Hot Massive Planet Transiting a Bright Star in the Kepler Field*. ApJ, **680**, 1450–1456 (2008).
- Pál, A., Bakos, G. Á., Torres, G., Noyes, R. W. *et al.* *Refined stellar, orbital and planetary parameters of the eccentric HAT-P-2 planetary system*. MNRAS, **401**, 2665–2674 (2010).
- Peimbert, M., Luridiana, V., Peimbert, A. & Carigi, L. *On the Primordial Helium Abundance and the $\Delta Y/\Delta O$ Ratio*. In A. Vallenari, R. Tantaló, L. Portinari, & A. Moretti, editor, *From Stars to Galaxies : Building the Pieces to Build Up the Universe*, volume 374 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 81–+ (2007).
- Perna, R., Menou, K. & Rauscher, E. *Ohmic Dissipation in the Atmospheres of Hot Jupiters*. ApJ, **724**, 313–317 (2010).
- Pietrinferni, A., Cassisi, S., Salaris, M. & Castelli, F. *A Large Stellar Evolution Database for Population Synthesis Studies. I. Scaled Solar Models and Isochrones*. ApJ, **612**, 168–190 (2004).
- Pont, F., Moutou, C., Gillon, M., Udalski, A. *et al.* *The "666" collaboration on OGLE transits. I. Accurate radius of the planets OGLE-TR-10b and OGLE-TR-56b with VLT deconvolution photometry*. A&A, **465**, 1069–1074 (2007).
- Pont, F., Tamuz, O., Udalski, A., Mazeh, T. *et al.* *A transiting planet among 23 new near-threshold candidates from the OGLE survey - OGLE-TR-182*. A&A, **487**, 749–754 (2008).
- Pont, F., Hébrard, G., Irwin, J. M., Bouchy, F. *et al.* *Spin-orbit misalignment in the HD 80606 planetary system*. A&A, **502**, 695–703 (2009).
- Queloz, D., Bouchy, F., Moutou, C., Hatzes, A. *et al.* *CoRoT-7 radial velocities (Queloz+, 2009)*. VizieR Online Data Catalog, **350**, 60303–+ (2009).
- Quirrenbach, A. *Detection and Characterization of Extrasolar Planets*. In D. Queloz, S. Udry, M. Mayor, W. Benz, P. Cassen, T. Guillot, & A. Quirrenbach, editor, *Saas-Fee Advanced Course 31 : Extrasolar planets*, pages 1–242 (2006).
-

- Rebolo, R., Martin, E. L. & Magazzu, A. *Spectroscopy of a brown dwarf candidate in the Alpha Persei open cluster*. ApJ, **389**, L83–L86 (1992).
- Reid, I. N. & Hawley, S. L. *New light on dark stars : red dwarfs, low-mass stars, brown dwarfs* (2005).
- Rogers, F. J. & Nayfonov, A. *Updated and Expanded OPAL Equation-of-State Tables : Implications for Helioseismology*. ApJ, **576**, 1064–1074 (2002).
- Rogers, L. A. & Seager, S. *A Framework for Quantifying the Degeneracies of Exoplanet Interior Compositions*. ApJ, **712**, 974–991 (2010).
- Sandage, A. *The Ages of M67, NGC 188, M3, M5, and M13 According to Hoyle’s 1959 Models*. ApJ, **135**, 349–+ (1962).
- Santos, N. C., Israelian, G. & Mayor, M. *Spectroscopic [Fe/H] for 98 extra-solar planet-host stars. Exploring the probability of planet formation*. A&A, **415**, 1153–1166 (2004).
- Santos, N. C., Pont, F., Melo, C., Israelian, G. *et al.* *High resolution spectroscopy of stars with transiting planets. The cases of OGLE-TR-10, 56, 111, 113, and TrES-1*. A&A, **450**, 825–831 (2006).
- Sato, B., Fischer, D. A., Henry, G. W., Laughlin, G. *et al.* *The N2K Consortium. II. A Transiting Hot Saturn around HD 149026 with a Large Dense Core*. ApJ, **633**, 465–473 (2005).
- Saumon, D., Chabrier, G. & van Horn, H. M. *An Equation of State for Low-Mass Stars and Giant Planets*. ApJS, **99**, 713–+ (1995).
- Saumon, D., Hubbard, W. B., Burrows, A., Guillot, T. *et al.* *A Theory of Extrasolar Giant Planets*. ApJ, **460**, 993–+ (1996).
- Seager, S. & Mallén-Ornelas, G. *A Unique Solution of Planet and Star Parameters from an Extrasolar Planet Transit Light Curve*. ApJ, **585**, 1038–1055 (2003).
- Showman, A. P. & Guillot, T. *Atmospheric circulation and tides of “51 Pegasus b-like” planets*. A&A, **385**, 166–180 (2002).
- Shu, F. H., Adams, F. C. & Lizano, S. *Star formation in molecular clouds - Observation and theory*. ARA&A, **25**, 23–81 (1987).
- Siess, L., Dufour, E. & Forestini, M. *An internet server for pre-main sequence tracks of low- and intermediate-mass stars*. A&A, **358**, 593–599 (2000).
- Southworth, J. *Homogeneous studies of transiting extrasolar planets - I. Light-curve analyses*. MNRAS, **386**, 1644–1666 (2008).
- Southworth, J. *Homogeneous studies of transiting extrasolar planets - II. Physical properties*. MNRAS, **394**, 272–294 (2009).
- Southworth, J. *Homogeneous studies of transiting extrasolar planets - III. Additional planets and stellar models*. MNRAS, **408**, 1689–1713 (2010).
- Sozzetti, A., Torres, G., Charbonneau, D., Latham, D. W. *et al.* *Improving Stellar and Planetary Parameters of Transiting Planet Systems : The Case of TrES-2*. ApJ, **664**, 1190–1198 (2007).
- Sozzetti, A., Torres, G., Charbonneau, D., Winn, J. N. *et al.* *A New Spectroscopic and Photometric Analysis of the Transiting Planet Systems TrES-3 and TrES-4*. ApJ, **691**, 1145–1158 (2009).
- Spiegel, D. S., Silverio, K. & Burrows, A. *Can TiO Explain Thermal Inversions in the Upper Atmospheres of Irradiated Giant Planets ?* ApJ, **699**, 1487–1500 (2009).
- Stahler, S. W. & Palla, F. *The Formation of Stars* (2005).

- Stauffer, J. *Age-dating open clusters with the lithium depletion boundary test*. In R. Palavichini, G. Micela, & S. Sciortino, editor, *Stellar Clusters and Associations : Convection, Rotation, and Dynamos*, volume 198 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, pages 255–+ (2000).
- Tingley, B. & Sackett, P. D. *A Photometric Diagnostic to Aid in the Identification of Transiting Extrasolar Planets*. *ApJ*, **627**, 1011–1018 (2005).
- Tingley, B., Endl, M., Gazzano, J.-C., Alonso, R. *et al.* *Transiting exoplanets from the CoRoT space mission. XVI. CoRoT-14b : an unusually dense very hot Jupiter*. *A&A*, **528**, A97+ (2011).
- Torres, G., Winn, J. N. & Holman, M. J. *Improved Parameters for Extrasolar Transiting Planets*. *ApJ*, **677**, 1324–1342 (2008).
- Torres, G., Fressin, F., Batalha, N. M., Borucki, W. J. *et al.* *Modeling Kepler Transit Light Curves as False Positives : Rejection of Blend Scenarios for Kepler-9, and Validation of Kepler-9 d, A Super-earth-size Planet in a Multiple System*. *ApJ*, **727**, 24–+ (2011).
- Udry, S. & Santos, N. C. *Statistical Properties of Exoplanets*. *ARA&A*, **45**, 397–439 (2007).
- Valencia, D. *Internal structure and thermal state of super-Earths*. Ph.D. thesis, Harvard University (2008).
- Valencia, D., Ikoma, M., Guillot, T. & Nettelmann, N. *Composition and fate of short-period super-Earths. The case of CoRoT-7b*. *A&A*, **516**, A20+ (2010).
- Vauclair, S. *Lithium as a Stellar Age Indicator*. In G. Cayrel de Strobel & A. M. Delplace, editor, *IAU Colloq. 17 : Age des Etoiles*, pages 38–+ (1972).
- Wilson, O. C. *A Probable Correlation Between Chromospheric Activity and Age in Main-Sequence Stars*. *ApJ*, **138**, 832–+ (1963).
- Winn, J. N. *Exoplanet Transits and Occultations*, pages 55–77 (2010).
- Winn, J. N., Holman, M. J., Henry, G. W., Roussanova, A. *et al.* *The Transit Light Curve Project. V. System Parameters and Stellar Rotation Period of HD 189733*. *AJ*, **133**, 1828–1835 (2007a).
- Winn, J. N., Johnson, J. A., Peek, K. M. G., Marcy, G. W. *et al.* *Spin-Orbit Alignment for the Eccentric Exoplanet HD 147506b*. *ApJ*, **665**, L167–L170 (2007b).
- Winn, J. N., Henry, G. W., Torres, G. & Holman, M. J. *Five New Transits of the Super-Neptune HD 149026b*. *ApJ*, **675**, 1531–1537 (2008).
- Winn, J. N., Holman, M. J., Henry, G. W., Torres, G. *et al.* *The Transit Light Curve Project. X. A Christmas Transit of HD 17156b*. *ApJ*, **693**, 794–803 (2009a).
- Winn, J. N., Howard, A. W., Johnson, J. A., Marcy, G. W. *et al.* *The Transit Ingress and the Tilted Orbit of the Extraordinarily Eccentric Exoplanet HD 80606b*. *ApJ*, **703**, 2091–2100 (2009b).
- Winn, J. N., Johnson, J. A., Albrecht, S., Howard, A. W. *et al.* *HAT-P-7 : A Retrograde or Polar Orbit, and a Third Body*. *ApJ*, **703**, L99–L103 (2009c).
-

Remerciements

Je voudrais tout d'abord adresser mes plus sincères remerciements à mon directeur de thèse, **Tristan Guillot**, à qui je voue une grande admiration. Ce fut non seulement un plaisir et un honneur de travailler avec un "Illustrissime" (classe très restreinte s'il en est, et ne comptant que deux autres membres qui ne sont autres que **Alessandro Morbidelli** et **François Mignard**), mais aussi une chance d'apprendre à ses côtés. Bien des qualités peuvent le définir, mais je voudrais particulièrement saluer son intelligence et ses compétences d'une part, et sa gentillesse et son humanité d'autre part. Grâce à lui j'ai pu bénéficier d'un environnement scientifique optimal et grisant : ses collaborations bien sûr (Japon, USA, Italie, ...), les nombreuses conférences/réunions auxquelles j'ai pu participer, mais aussi ses bons conseils ont permis de mener cette thèse dans des directions particulièrement intéressantes, m'ouvrant de nouvelles perspectives en Planétologie.

Je remercie aussi spécialement **Alessandro Morbidelli** qui m'a fait découvrir l'OCA lors du stage de Master 2, pendant lequel j'ai pu apprécier toutes les qualités de l'Observatoire et de ses environnements scientifique, humain, et géographique. Il était initialement mon co-directeur de thèse, mais le sujet a dévié de ce qu'il était à l'origine. Néanmoins, j'ai eu le plaisir et la chance de rester proche de lui, de bénéficier de ses conseils, sans oublier toutes les randos, journées de ski et soirées qu'on a pu faire !

Par ailleurs, j'aimerais remercier mon jury de thèse : **Pr. Dimitar Sasselov** (USA) et **Pr. Leo Girardi** (Italie) qui ont chacun accepté d'être les rapporteurs d'une thèse principalement écrite en Français ! **Dr. Claire Moutou** (Marseille) et **Dr. Frank Selsis** (Bordeaux) à qui je dois des critiques très utiles ; **Dr. Frédéric Thévenin** (OCA) qui a accepté d'être président du jury ; et **Dr. Alessandro Morbidelli** qui a accepté d'être examinateur d'une thèse dont le sujet a grandement dévié.

En outre je suis très reconnaissant à tous mes collaborateurs pour leurs conseils avisés, leur soutien, et les discussions intéressantes qu'on a eu et que, j'espère, on continuera d'avoir.

- à l'OCA : **Pierre Morel** pour son aide précieuse avec CESAM en particulier, et la physique stellaire en générale ; **Frédéric Thévenin** pour ses nombreux conseils, et éclairages.
- ailleurs en France : **Claire Moutou** pour souvent poser les bonnes questions ; **Magalie Deleuil** pour son dynamisme et nos discussions CoRoT ; **Annie Baglin** pour avoir rendu CoRoT possible ; **Marie-Jo Goupil** qui m'a ouvert les portes de l'astérosismologie.
- ailleurs sur Terre : **Masahiro Ikoma** et l'équipe du Tokyo Institute of Technology, avec qui j'ai passé d'excellents moments, appris énormément de choses, et découvert le Japon dont je suis tomber amoureux ! ; **Jonathan Fortney** pour nos discussions sur les modèles planétaires et sa gentillesse extrême ; **Leo Girardi** pour son expertise et ses remarques constructives.

Comme évoqué plus haut, le rôle qu'ont pu jouer l'ambiance d'une manière générale, et l'environnement de travail et de loisir, est inestimable. Je voudrais donc remercier les acteurs

principaux :

Mes collègues de bureau :

Nicolas C., pour avoir été le "co-bureau" parfait, les supers soirées qu'il a très souvent hébergées, et les excursions qu'on a pu faire,
Vivien P., pour être différent, et pour son aide ô combien précieuse au moment de finir la thèse,
Mauro B., pour son franc parler, son inestimable aide, et son humour bien à lui,
Lucas M., pour avoir rapporté l'Italie dans le bureau,
David, pour nous avoir supporté, nous les turbulents doctorants.

Les autres thésards/postdocs :

Georges K., pour son amitié, ses leçons de vie, son style, et sa finesse d'esprit,
Julie G., pour son amitié, et ses précieux conseils,
François F., pour son amitié, sa douce folie, la rando inoubliable des gorges du Verdon, et sa constante bonne humeur,
Kevin W., pour avoir fait vivre les USA à l'observatoire, pour le canyoning dans les gorges du Loup, les différentes soirées, et le fameux "Mercredi",
Roxanne L., pour sa gentillesse et sa patience,
Charline F., pour ses conseils et son côté posé,
Naomi M., pour son extraordinaire énergie, le Ceilidh et l'Ecosse, et les instants plages,
Rhéab, la gentillesse incarnée,
Benjamin P., qui a organisé les Thésarderies, et avec qui j'ai eu d'inoubliables discussions sur la Fac,
Claire W., notre Néo-Zélandaise,
Florent R., pour avoir repoussé les limites de ce qu'un être humain peut avaler en un seul repas,
Julien B., pour m'avoir tant aidé au début, et m'avoir fait découvrir la via ferrata,
Alexis M., dit Momo, héritier spirituel de Michaël Jackson, et l'homme le plus souple au monde,
Fabrice D., pour l'initiation rugby,
Matthieu C., pour les soirées observations, et sa culture astronomique impressionnante,

Mes autres collègues à l'OCA :

Patrick de Laverny, pour son amitié, ses excellents conseils, sa simplicité, et enfin pour être le capitaine de l'équipe de Rugby,
Alejandra Recio-Blanco, pour sa gentillesse extrême, sa douceur et sa finesse, et pour son soutien indéfectible
Aurélien Crida, pour être le fier représentant de la dynastie savoyarde, un incomparable skieur, et le plus rapide coureur (surtout quand 3-4 rugbymen menaçant sont à sa poursuite),
Marco Delbo, pour son amitié, et son aura italienne,
Paolo Tanga, pour ses conseils,
Patrick Michel note chef d'équipe, pour son soutien, et ses conseils,
Chiara Ferrari, pour ses conseils et sa gentillesse,
Gilbert Reinish, pour ses discours passionnés sur le ski, la politique et l'histoire de l'observatoire,
Yannick Ponti, pour son humour,

Bien évidemment, l'OCA serait totalement différent si le restaurant et son équipe de choc n'étaient pas là. Ils sont pour beaucoup dans l'ambiance générale, et contribue à l'esprit communautaire agréable de ce lieu magique. Un grand merci donc à : **Khaled**, notre Chef, avec

qui j'ai passé d'excellents moments et qui me manquera ; **Karima** pour ses néologismes souvent drôles, et sa bonne humeur contagieuse ; **Nadia** pour m'avoir toujours soutenu face au Chef Despote, tout en sachant que la cause était perdue d'avance, et pour sa blouse sans jamais aucune tâche !

Je tiens aussi à saluer l'aide immense que j'ai reçue de la part de l'équipe technique de l'OCA. Merci donc à **Fabrice U.** et à l'équipe CRIMSON : **Alain M.**, **Marie-Laure M.**, **Serge B.**, et **Jean-Michel M.**, et les autres.

Ces merveilleuses années, je les dois aussi à : **Dominique S.**, **Nicolas B.**, **Clémence D.**, **Marion L.**, **Rose P.**, **Françoise C.**, **Christian** et **Isabelle**. Merci à vous pour votre amitié, votre aide précieuse, et tous les bons moments qu'on a partagé.

J'ai aussi eu la chance d'enseigner pendant toute la durée de ma thèse. Cette expérience très enrichissante, je la dois entre autres à mes collègues de l'Université de Nice : **M. Faurobert**, **O. Legrand**, **S. Robbe Dubois**, **G. Niccolini**, **R. Kaufman**, **D. Mary**, **O. Alibert**, et les deux secrétaires très efficaces **V. Contesso**, et **M.F. Gallorini**

Je remercie aussi tout spécialement **Humberto C.** qui nous a enseigné la salsa à chaque fois qu'il nous rendait visite, et qui a réussi l'exploit de très bien faire danser Morby !

Enfin, je voudrais remercier ma famille, pour avoir toujours cru en moi, soutenu dans tous les projets que j'entreprenais, et avoir été présents non seulement lors de ma soutenance, mais à tous les instants qui ont comptés dans ma vie.

Merci donc à mes parents **François** et **Françoise-Hélène**, mes deux frères **Ludovic** et **Thibaut**, mes grands-parents adorés, mon parrain **Jean-Noël**, ma marraine **Sophie**, toutes mes tantes (**Brigitte**, **Laurence** et **Sylvie**), ainsi que tous mes cousins/cousines, et bien plus encore.

Sans oublier un immense merci à mes amis d'enfance : **Henri**, **Bertrand**, **Romain**, **Marion**, **Jocelyn**, **Thomas**, **Astrid**, et bien d'autres...

Résumé

Modélisation des exoplanètes et de leur étoile hôte

Tandis que notre compréhension de l'évolution et de la formation planétaire est encore incomplète, nous sommes à un tournant dans le domaine, grâce à un nombre désormais significatif (au sens statistique) d'exoplanètes caractérisées.

La majeure partie de l'information disponible sur ces systèmes est contenue dans les observations de l'étoile hôte. Ma thèse a eu pour objectif de mieux caractériser les planètes géantes en les étudiant de manière cohérente avec leur étoile hôte. En combinant les modèles stellaires et planétaires, je propose une procédure fiable (implémentée dans un nouveau code : SET) pour déduire les paramètres du systèmes : masses, rayons, âge, composition planétaire... J'ai pu notamment comparer différents modèles stellaires afin d'estimer les erreurs intrinsèques et systématiques.

Je présente ensuite les résultats de cette méthode pour l'analyse des systèmes CoRoT, parmi lesquels : CoRoT-2 dont la planète massive est trop grande par rapport à ce que les modèles planétaires prédisent ; CoRoT-9 dont la planète est une clef importante pour la validation des modèles planétaires théoriques ; et CoRoT-18 dont les indicateurs d'âge issus de la gyrochronologie et de l'abondance en lithium sont en désaccord avec les modèles stellaires. Enfin, je détaille le travail que nous avons effectué sur le premier système découvert possédant plusieurs planètes en transit, Kepler-9, pour lequel nous avons contraint la composition relative de deux exoplanètes.

À l'avenir, SET sera disponible publiquement et pourra servir à l'analyse statistique des exoplanètes et à l'amélioration des modèles théoriques.

Abstract

Modelling of exoplanets and their host star

While our understanding of planetary formation and evolution is still incomplete, we are at a turning point in the field, with now a significant number (in a statistical sense) of exoplanets characterized.

Most of the information available on these systems is contained in the observational data of the host star. My thesis has aimed to better characterize the giant planets by studying in a consistent way the planet and its host star. By combining the stellar and planetary models, I propose a reliable procedure (implemented in a new code : SET) to derive the system parameters : masses, radii, ages, planetary composition ... I was able to compare different stellar models to estimate the intrinsic and systematic errors.

Then I present the results of this method for the analysis of CoRoT systems, including : CoRoT-2 whose the massive planet is too large compared to what evolution models predict, CoRoT-9 whose the planet is an important key to validate the theoretical planetary evolution models, CoRoT-18 whose age indicators from the gyrochronology and lithium abundance disagree with the stellar evolution models. Finally, I detail the work we did on the first system found with multiple transiting planets, Kepler-9, for which we have constrained the relative composition of two exoplanets.

In the future, SET will be publicly available and may be used for statistical analysis of extrasolar planets and the improvement of theoretical models.
